



Purge, excitation dynamique et structuration des disques de débris soumis à l'interaction gravitationnelle de planètes et d'étoiles voisines

Etienne Morey

► To cite this version:

Etienne Morey. Purge, excitation dynamique et structuration des disques de débris soumis à l'interaction gravitationnelle de planètes et d'étoiles voisines. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris, 2013. Français. NNT : . tel-00917968

HAL Id: tel-00917968

<https://theses.hal.science/tel-00917968>

Submitted on 12 Dec 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique

Observatoire de Paris

École doctorale d'astronomie et d'astrophysique d'Ile-de-France

Thèse de doctorat
en Astronomie et Astrophysique

présentée par

Étienne MOREY

**Purge, excitation dynamique et structuration
des disques de débris soumis à l'interaction
gravitationnelle de planètes et d'étoiles
voisines**

Thèse dirigée par Jean-François LESTRADE

au sein du Laboratoire d'Études du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique
61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Soutenue le 22 novembre 2013

Jury :

Rapporteurs :	Hervé BEUST	IPAG
	Sean RAYMOND	LAB
Président :	William THUILLOT	IMCCE
Directeur de thèse :	Jean-François LESTRADE	LERMA
Examineurs :	Jean-Charles AUGEREAU	IPAG
	Anne-Marie LAGRANGE	IPAG

Résumé

Un disque de débris autour d'une étoile de la séquence principale est composé de planétésimaux, restes de la formation du système planétaire selon la théorie « core-accretion ». Dans le système solaire, il s'agit de la ceinture d'astéroïdes et de la ceinture de Kuiper. Autour des autres étoiles, les disques de débris sont observables s'ils sont assez massifs pour que les collisions entre planétésimaux produisent continûment suffisamment de poussière détectable en émission thermique dans l'infrarouge lointain et submillimétrique, ou en lumière diffusée dans le visible. Les relevés effectués à l'aides des satellites IRAS, ISO, *Spitzer*, et plus récemment *Herschel*, donnent des fréquences de détection de disque de débris de 30 % et 15 % pour les étoiles de type spectral A et de type solaire (FGK), respectivement. En revanche, très peu de disques de débris ont été détectés autour d'étoiles de type M, et c'est l'une des questions étudiées dans ce travail.

Le modèle d'évolution d'un disque de débris est basé sur son érosion par les collisions entre planétésimaux. Il prédit le déclin de la fréquence de détection des disques avec l'âge de l'étoile. Dans cette thèse, nous complétons ce modèle en étudiant la purge et l'excitation dynamique des planétésimaux dans un disque soumis à l'interaction gravitationnelle avec une étoile de passage, un compagnon stellaire dans un système binaire ou une planète à l'intérieur du système. Nous avons abordé ces problèmes par la simulation de la dynamique d'un disque de planétésimaux soumis à ces différentes conditions sur des échelles de temps de l'ordre de 100 millions d'années. Ce travail a été traité à l'aide d'un code parallélisé que nous avons développé.

À l'aide de ce code, nous avons d'abord participé à un travail collectif qui a permis de montrer que l'environnement d'un amas ouvert en expansion pendant les 100 premiers millions d'années de la vie d'une étoile peut être responsable de la purge d'un disque à cause de passages stellaires à moins de quelques centaines d'UA pendant cette période. Nous avons montré que cette purge est plus importante pour les étoiles de petites masses ; ce qui est cohérent avec la faible fréquence de détection de disques de débris autour des étoiles de type M.

Ensuite, nous avons étudié la purge, l'excitation dynamique et la structuration d'un disque de débris autour d'une des étoiles d'un système binaire ayant une orbite à longue période. Nous avons montré notamment que ce disque perd une grande partie de ses planétésimaux pour une orbite ayant une distance au périastre < 500 UA mais qu'il peut être excité dynamiquement au point d'engendrer les mécanismes de production de poussière avec des orbites ayant une distance au périastre jusqu'à 2000 UA. Nous avons aussi étudié l'effet d'une pluie de comètes, provoquée par les perturbations d'une étoile passant dans le nuage de Oort d'une autre étoile. Nous avons montré que les collisions de ces comètes avec les planétésimaux du disque n'étaient pas susceptibles de renforcer la production de poussière dans le disque de débris à l'intérieur du système et le rendre détectable.

Puis nous avons étudié la purge, l'excitation dynamique et la structuration d'un disque de

débris soumis aux perturbations gravitationnelles d'une planète à l'intérieur du système, en fonction de la masse stellaire, la masse planétaire et l'excentricité de l'orbite planétaire. Nous montrons notamment que l'excitation dynamique du disque caractérisée par la moyenne de l'excentricité des orbites des planétésimaux est deux, voire trois fois, supérieure à la valeur habituellement utilisée pour l'étude de l'évolution des disques au moyen du modèle collisionnel. Au cours de ce travail, en complément, nous avons aussi étudié le cas d'un compagnon de masse planétaire situé sur une orbite très excentrique traversant régulièrement le disque, à la manière de l'orbite de Sedna. Nous avons déterminé la masse nécessaire pour qu'une telle planète engendre un état d'excitation dynamique du disque suffisant pour déclencher le mécanisme de production de poussière et la formation de structures caractéristiques dans le disque.

Enfin, nous avons mené une étude pour déterminer les caractéristiques de la population de disques de débris autour des étoiles de différents types stellaires. À l'aide du modèle d'évolution collisionnelle de Wyatt et al. (2007a), nous avons ajusté les paramètres décrivant la population de disques sur les données des échantillons des étoiles d'âges connus de type A du relevé *Spitzer* de Su et al. (2006) et de type solaire (FGK) de Trilling et al. (2008). Nous ajustons ce modèle sur la forme de la distribution des luminosités fractionnaires de la poussière des disques détectés autour de ces étoiles de type A et FGK. En utilisant cette population de disques, ainsi ajustée, pour les étoiles de type M, nous montrons qu'elle n'est pas en accord avec le déficit observé de disques de débris autour de ce type d'étoile. Nous montrons que la façon de la réconcilier avec les observations est de réduire la taille des planétésimaux d'un facteur 10.

Abstract

A debris disk around a main sequence star is formed of planetesimals left over from the planetary system formation process in the core accretion theory. In our Solar system, the asteroid belt and the Edgeworth-Kuiper belt are debris disks. Around other stars, debris disks are observable if they are massive enough for collisions between planetesimals to produce continuously large quantities of dust. This dust may be detected by the thermal emission from the grains in the far-infrared or in the submillimeter wavelengths or by light scattering in the visible spectrum. Surveys from space observatories IRAS, ISO, *Spitzer* and more recently *Herschel* provide detection rates of debris disks of 30 % and 15 % for A type star and solar (FGK) type star, respectively. In contrast, very few debris disks were detected around M type star, and this is one of the topics addressed in this work.

The evolution model of debris disks is based on their erosion by collision between planetesimals. It predicts a decline of the detection rate with the age of the star. In this work, we complete it by studying the stripping and the dynamical excitation of planetesimals in a disk undergoing gravitational interaction with a planet, a companion star in a binary system or a stellar flyby. We have investigated these issues by the numerical simulation of the dynamics of a planetesimal disk placed in these conditions, over timescales of 100 Myr, with a parallelized code we have developped.

With this code, we have participated in a collective work which have shown that, in an expanding open cluster, debris disks around young stars (less than 100 Myrs) may be stripped because of stellar flybys of miss distances of few hundreds of AU. We have shown that this stripping is more important for low mass stars, which is consistent with the dearth of debris disks around M type stars.

Then we have studied the stripping, the dynamical excitation and the structuring of a debris disk around one the the stars of a long period binary system. We have especially shown that this disk loses a large part of its planetesimals for a companion star periastron less than 500 AU ; but that it may be enough dynamically excited to start dust production with a companion star periastron up to 2000 AU. We have also studied the effect of a comet shower, caused by a passing star perturbing the Oort cloud of another star. We have shown that it was not able to strengthen dust production in the debris disk inside the system and to make it detectable.

Then we have studied the stripping, the dynamical excitation and the structuring of a debris disk undergoing gravitational perturbations from a planet orbiting inside the system, depending on the stellar mass, the planet mass and the planet orbital eccentricity. We have particularly shown that the dynamical excitation of the disk, characterised by the mean of the mean orbital eccentricity of the planetesimals, is two, even three times higher than the normally used value to study debris disk evolution with the collisional model. During this

work, we have also studied the case of a planet evolving on a very eccentric orbit and regularly crossing the disk, like Sedna. We have determined the required planet mass needed to trigger dust production and to form typical structures in the disk.

Finally, we have investigated the characteristics of the population of debris disks around stars of different spectral types. With the analytic steady-state debris disk evolution model from Wyatt et al. (2007a), we have fitted the parameters of this disk population with the data of the *Spitzer* surveys of A type stars of Su et al. (2006) and of solar (FGK) type stars of Trilling et al. (2008). We fit this model with the cumulative distribution of the fractional dust luminosities of the disks for A and FGK type stars. By using this fitted disk population for M type stars, we found that it is not consistent with the dearth of observed debris disks around these stars. We have found that decreasing the planetesimal size by a factor of ten makes it consistent with the observations.

Remerciements

Ces trente-huit mois de thèse n'auront pas été uniquement un travail scientifique ; une thèse c'est aussi une aventure humaine, une portion de vie au cours de laquelle j'ai pu changer, découvrir, apprendre, m'interroger et douter ; et, pour ce dont il est question ici, rencontrer et échanger. Ce long fleuve non tranquille m'aura en tous cas permis de faire de belles rencontres. Rédiger des remerciements de thèse n'est pas une chose aisée car, outre la crainte d'oublier quelqu'un, il faut se départir de la pudeur qui est la mienne, trouver les mots justes, mettre en mots ma reconnaissance. Aussi ferai-je donc court, ce qui ne signifie bien sûr pas que ma gratitude soit courte elle aussi !

Je voudrais avant tout remercier mon directeur de thèse, Jean-François Lestrade, bien sûr pour m'avoir accepté en thèse, mais au-delà pour son soutien, pour m'avoir aidé lorsque je perdais pied, pour ce qu'il m'a enseigné, et pas seulement sur les disques de débris ! Je veux rendre hommage à ses qualités humaines, à sa gentillesse, son respect, sa disponibilité, sa bonne humeur, notamment. Merci également à Hervé Beust, à Sean Raymond, à Anne-Marie Lagrange, à Jean-Charles Augereau et à William Tuillot pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, ainsi que pour leurs remarques constructives. Un merci particulier à Sean Raymond pour ses utiles commentaires.

Au sein du LERMA, je voudrais remercier Michel Pérault, Juan Uson, Sylvie Cabrit et Benoît Semelin pour les discussions que nous avons eu, ainsi que Djilali Zidani pour sa présence et son aide technique. Merci également à mon parrain de thèse, Guillaume Pineau des Forêts, pour son attention et nos longues discussions. À propos de discussions, je voudrais remercier également Christophe Le Poncin-Lafitte, Marie-Christine Angonin, Philippe Thébaud et Sarah Maddison. Merci également à tous les doctorants et post-doc du LERMA, Lionel, Walter, Maxime, Marc, Benjamin, Anaëlle, Grégory, Charlène, Maxime, Yannick, Jeanne, pour les moments passés ensemble. Enfin, un merci très admiratif pour les personnels administratifs du LERMA, Annick Gassais, Valérie Audon, Laurent Girot et Viviane Bigot, de l'Observatoire, Géraldine Gaillant, et de l'École doctorale, Jacqueline Plancy, tout à la fois efficaces et agréables, empressés de répondre à mes questions et d'excuser mes retards.

Je remercie également la fondation CFM pour avoir financé, plus que correctement, ma thèse, ainsi que deux des conférences auxquelles j'ai participé, me mettant ainsi à l'abri du besoin. Je remercie également l'Université Paris Descartes de m'avoir permis de découvrir ce qu'est l'enseignement, j'en garde un fort bon souvenir.

Je me dois également de remercier, et comment, ceux qui m'ont supporté et que j'ai supporté pendant trois ans dans mon bureau : Romain Selier, son inébranlable quiétude et son inaltérable sympathie ; et Yann Brouet... Que dire de Yann ? Un an de master, trois ans de thèse en commun, de sombres histoires de cartes perdues et de post-it, des soirées, des services,

un soutien sans faille, et tant de bons souvenirs ! Merci les gars, vous avez été les meilleurs collègues possibles !

Yann, Maryame, Stefano et moi : les Quatres Fantastiques, comme disait Yann ! Merci pour tout, les repas, le baby-foot, les soirées, le reste. Ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans vous. On forme une équipe formidable, depuis le master ! Merci aussi à tous les doctorants et stagiaires que j'ai rencontré ou recroisé à l'Observatoire de Paris (ou à l'IAP) : Yann, Maryame, Stefano, Romain, donc, mais aussi Radwan, Long, Guitou (félicitations aux mariés), Amale, Rinat, Walter, Françoise, Leandro, Julia, Mélanie, Renaud. Merci pour les soirées, les jeux découverts (une petite pensée émue pour le BattleStar Galactica), les repas, les dimanches sportifs, les week-ends au ski, et plus simplement, pour votre amitié et votre présence.

Mais je ne saurais ne remercier que les parisiens, et je remercie également tous ces amis rencontrés au M2 Astro, et que j'ai revu pendant ma thèse : Sihane, Shan, Stefano, Yann, Maryame, Long, Céline, David, Jonathan, Guitou, Anne-Lise, Lionel, Kevin, Cédric, Alexis, Bruno, Petar, Walter, Françoise, Morgan, Clotilde, Quentin. Nous sommes la meilleure promo du monde ! Je vous adore, dois-je le préciser ? Hors de question qu'on perde contact, sachez-le !

Pendant ma thèse, j'ai participé à l'organisation de la conférence Elbereth des doctorants de l'École doctorale. Cela fut aussi l'occasion de belles rencontres, et je remercie celles et ceux qui ont participé à cette organisation en 2010 et 2011, d'avoir rendu le travail d'organisation si agréable et instructif. J'ai également été représentant doctorant à l'École doctorale, et je remercie mes quatre compères : Kevin, Mélanie, Cédric et Alexis. Je crois qu'on a fait du bon boulot, tous ensemble. Avec notamment la création de l'association AUDDAS. Si je n'ai pu m'y investir, elle aura aussi été l'occasion de belles rencontres. Je voudrais notamment citer Loïc et Irène : ce fut une très agréable surprise pour moi que d'être invité à votre mariage.

Je voudrais également remercier tous mes amis que j'ai connu en dehors du monde de l'astrophysique, et que j'ai trop peu vu ces derniers temps ; sans pouvoir tous les citer, je tiens quand même à mentionner Benjamin, Adrien et Sébastien, Nicolas et Ihssene, Mylène, Gilliane et Servane, Rémy, Audrey, Ulrich, Lilian, ainsi que Safina, Julien, Guillaume, Jonathan et tout HBO, cette formidable association qui m'empêche de quitter définitivement Orsay. Enfin, je voudrais aussi remercier ma famille, et notamment ma mère et mes sœurs, pour avoir été là, toujours, pendant ces trois ans. Je ne vous ai probablement pas consacré tout le temps que je vous dois ces dernières années, mais j'entends bien me rattraper.

Table des matières

Résumé	4
Abstract	6
Remerciements	10
Table des matières	14
1 Introduction	17
1.1 Formation des disques de débris	17
1.2 Détection des disques de débris et des exoplanètes	20
1.2.1 Détection des disques de débris	20
1.2.2 Paramètres observables	23
1.2.3 Les disques du Système solaire	23
1.2.4 Détection des exoplanètes	25
1.3 Évolution des disques de débris	27
1.3.1 Physique des disques de débris	27
1.3.2 Processus d'évolution	30
1.4 Motivations du travail de thèse	32
2 Description du code	35
2.1 Équations du mouvement	35
2.2 Tests numériques	37
3 Interactions disque-étoile : passage stellaire	41
3.1 Effets directs des passages stellaires sur les disques de débris	41
3.1.1 Dans un environnement de type du voisinage solaire	41
3.1.2 Dans l'environnement d'un amas ouvert	42
3.1.2.1 Simulations de rencontres stellaires très proches	43
3.1.2.2 Fréquence des rencontres stellaires dans un amas ouvert	47
3.1.2.3 Résultats	49
3.2 Effets indirects des passages stellaires, via les nuages de Oort, sur les disques de débris	52
3.2.1 Le nuage de Oort	52
3.2.2 Équivalents extrasolaires du nuage de Oort	53
3.2.3 Pluies cométaires et disques de débris	56
4 Interactions disque-étoile : systèmes binaires	59
4.1 Disque de débris et système binaire coplanaires	59
4.2 Effet de l'inclinaison entre le plan du disque et le système binaire	66

5	Interactions disque-planète : purge, excitation dynamique et structuration	73
5.1	Cas d'une planète à la lisière intérieure du disque	73
5.1.1	Simulations	73
5.1.2	Excitation dynamique du disque	76
5.1.3	Purge du disque	80
5.1.4	Structuration du disque	83
5.2	Cas d'une planète traversant le disque	84
5.2.1	Effet de la masse	84
5.2.1.1	Purge, excitation dynamique et structuration	85
5.2.1.2	Production de poussière	88
5.2.2	Effet de l'inclinaison	92
6	Modèle pour la population de disques de débris détectés dans l'infrarouge lointain	97
6.1	Impact des éléments orbitaux des planétésimaux sur la production de poussière	97
6.1.1	Modèles analytiques	97
6.1.2	Distribution des excentricités	100
6.2	Modélisation de la population de disques de débris	102
6.2.1	Procédure d'ajustement du modèle d'évolution de Wyatt et al. (2007a) sur les données de <i>Spitzer</i>	102
6.2.2	Application aux étoiles A	106
6.2.3	Application aux étoiles de type solaire	110
6.2.4	Comparaison entre les solutions pour les étoiles A et FGK	112
6.2.5	Application aux étoiles M	114
7	Conclusion	119
7.1	Effets des passages stellaires	119
7.1.1	Amas ouverts	119
7.1.2	Nuages de Oort	120
7.2	Purge, excitation dynamique et structuration des disques de débris par un compagnon stellaire ou planétaire	120
7.2.1	Purge	120
7.2.2	Structuration	121
7.2.3	Excitation dynamique	122
7.3	Disques de débris et étoiles de type M	124
7.3.1	Ajustement sur les données <i>Spitzer</i>	124
7.3.2	Déficit de disques de débris autour des étoiles de type M	124
A	Stripping a debris disk by close stellar encounters in an open stellar cluster	127
B	Observational constraints on steady-state collisional evolution of debris disks around M-dwarfs	135
	Liste des tableaux	147
	Table des figures	148
	Bibliographie	151

Chapitre 1

Introduction

Longtemps, la vision dominante de l'Univers fut celle de quelques planètes tournant autour d'une Terre centrale, et d'une « sphère des fixes », entourant l'ensemble, contenant ces astres du ciel qui semblaient ne pas bouger. Un tel Univers était relativement petit, et ne laissait pas de places pour d'éventuels autres mondes. Les modèles d'Univers concurrents, qui finirent par triompher, ne plaçaient pas seulement le Soleil au centre du Système solaire : ils abolirent la « sphère des fixes », considérant, à juste titre, que les étoiles étaient des objets semblables au Soleil, situés extrêmement loin. Se posa alors naturellement l'hypothèse d'autres mondes, plus ou moins semblables au nôtre, autour de ces étoiles.

Déjà émise par Démocrite dans l'Antiquité, reprise par Giordano Bruno au XVI^e siècle, popularisée par Bernard de Fontenelle au siècle suivant, la question de la pluralité des mondes, et de la possibilité de la vie sur ces mondes, n'a depuis cessé d'intéresser l'humanité. Au fur et à mesure des progrès de la science et de l'amélioration des moyens d'observation, l'humanité découvrit l'extrême diversité des objets célestes, mais il fallut attendre les années 1980 pour qu'un objet de nature non stellaire fût découvert dans l'environnement proche d'une étoile : un disque de poussière, autour de la brillante étoile Vége. Dix ans plus tard, les premières planètes extrasolaires étaient détectées. Ces découvertes ont ouvert à l'astrophysique tout un champ de nouvelles perspectives. L'étude des environnements stellaires, à différents stades de la vie des étoiles, et la comparaison avec le Système solaire, ouvre, pour la première fois, des réponses scientifiques à cette question de la pluralité des mondes qui taraude l'esprit humain.

1.1 Formation des disques de débris

Selon le scénario de la nébuleuse primitive formulé par Laplace et confirmé de multiples manières depuis, les étoiles se forment par effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz et de poussière. L'auto-gravité de ce nuage l'amène à se contracter et à se fragmenter en plusieurs cœurs protostellaires, qui se contractent à leur tour. Pour des raisons de conservation du moment cinétique, chacun de ces cœurs va alors s'aplatir et prendre la forme d'un disque d'accrétion, du centre duquel émerge des jets très puissants. Au centre de ce disque, l'accumulation de matière fait monter la densité et la température, donnant naissance à une protoétoile, qui devient une étoile lorsque les réactions nucléaires s'y allument. Autour de cette étoile, les restes du disque d'accrétion forment un disque protoplanétaire.

Les disques protoplanétaires sont constitués de gaz et de poussière. Leur masse est de l'ordre

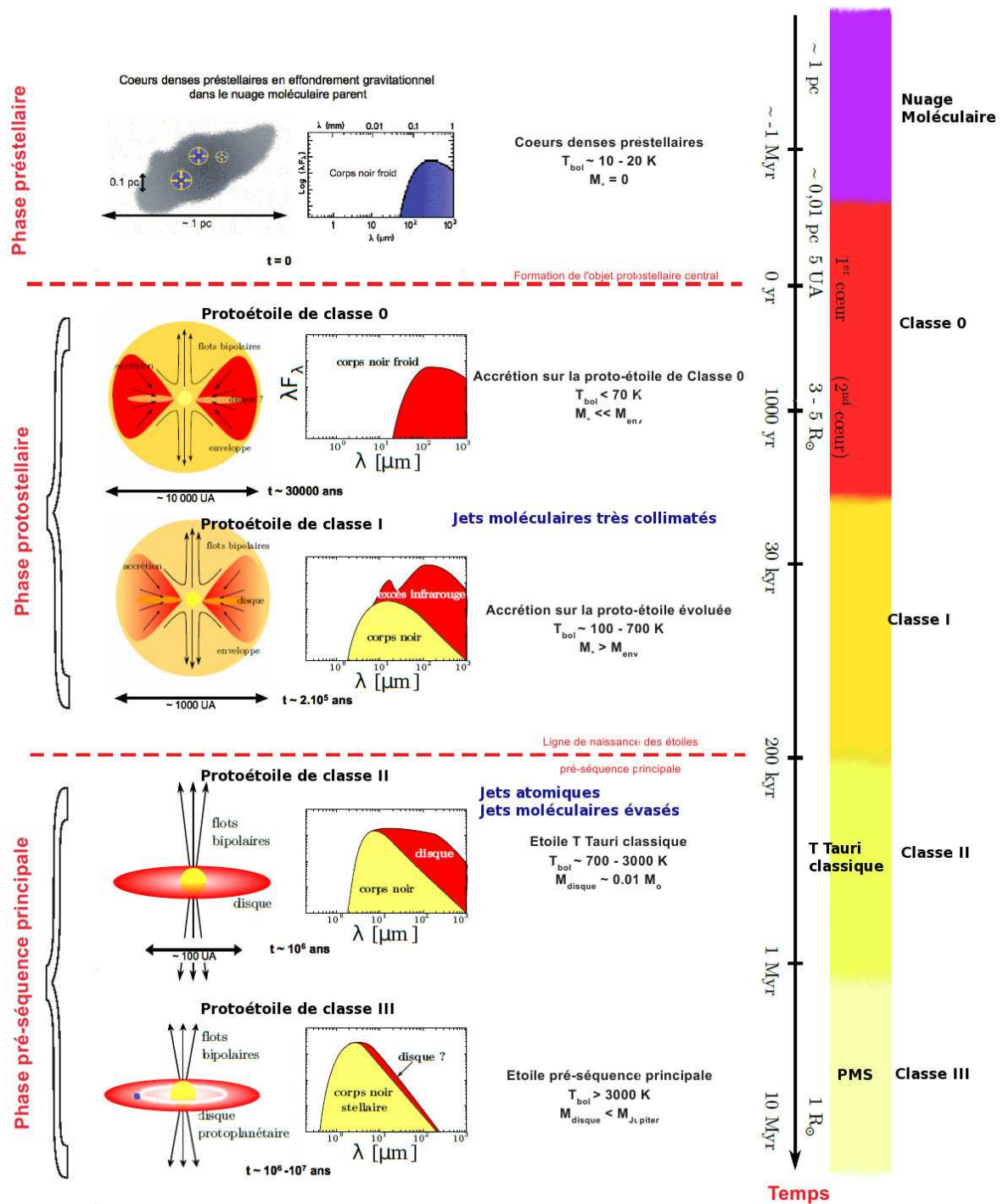


FIGURE 1.1 – Les principales étapes de la formation stellaire

d'un centième de la masse du Soleil. Les poussières représentent environ 1 % de cette masse totale, soit de l'ordre de la trentaine de masses terrestres. Leurs dimensions sont variables, typiquement de l'ordre de la centaines d'UA (unités astronomiques). De par leurs interactions avec le gaz, les grains de poussière, initialement de taille submicrométrique, se concentrent dans le plan médian, puis migrent, radialement, vers l'intérieur du disque (Weidenschilling, 1977 ; Nakagawa et al., 1986). Pendant ce temps, ils accrètent, c'est-à-dire qu'ils s'agglomèrent en grains de plus en plus gros, alors nommés planétésimaux, et ressentent de ce fait moins la friction du gaz. Certaines étapes de ce processus d'accrétion sont encore très mal comprises, notamment pour que les planétésimaux dépassent une taille de l'ordre du mètre (Dominik and Dullemond, 2008 ; Brauer et al., 2008 ; Birnstiel et al., 2012 ; Laibe et al., 2012). C'est ainsi, par accrétion, que se forment les planètes telluriques. Les planètes gazeuses peuvent se former de deux manières, soit par accrétion du gaz sur une protoplanète solide suffisamment massive (le « core accretion model »), soit par fragmentation du disque de gaz par instabilité gravitationnelle.

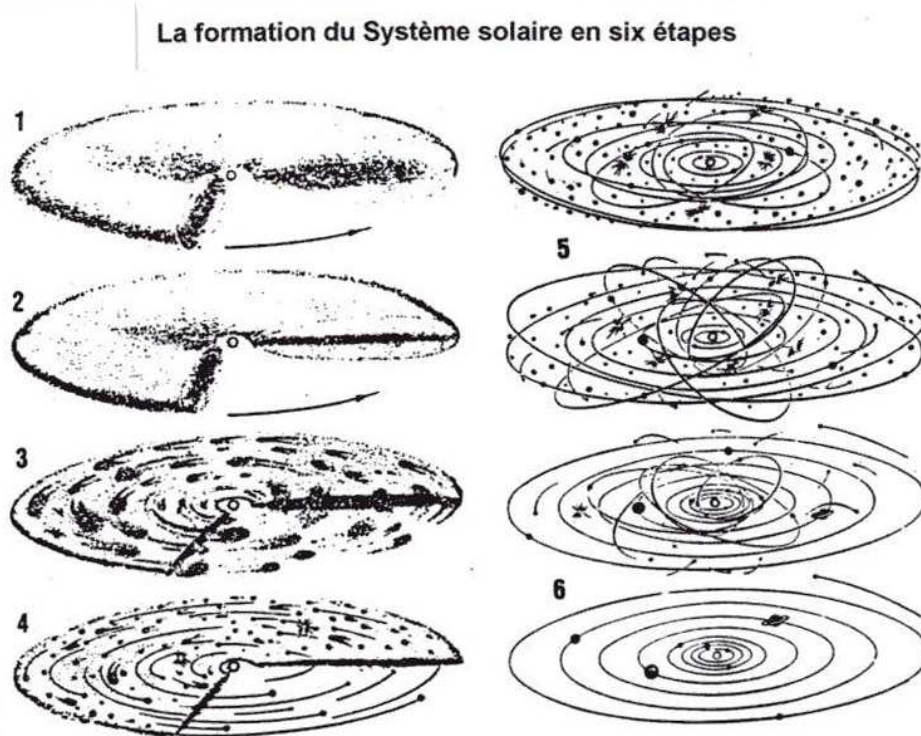


FIGURE 1.2 – Représentation simplifiée de la formation du système solaire

Le gaz dans les disques protoplanétaires est évacué par divers processus (vents stellaires, pression de radiation, photoévaporation, accrétion visqueuse) en quelques millions d'années. Lorsque le système stellaire est vidé de son gaz non accrété, subsistent alors, outre la ou les étoiles et les éventuelles planètes, les planétésimaux qui n'ont été ni accrétés ni éjectés : ils forment ce qu'on appelle un disque de débris.

La poussière dans les disques de débris a elle aussi une durée de vie limitée. En effet, la pression de radiation stellaire, l'effet Poynting-Robertson et les collisions entre grains détruisent ou évacuent les plus petits grains de poussière sur des échelles de temps de l'ordre de

la dizaine de millions d'années. La présence de poussière autour d'étoiles plus âgées indique un processus de formation de poussière qui continue pendant la vie de l'étoile : les collisions entre les planétésimaux du disque de débris génèrent une cascade collisionnelle, qui aboutit à la formation de poussière détectables depuis la Terre : cette poussière, dite de seconde génération, sert donc d'indicateur de la présence d'objets plus gros, invisibles à nos instruments.

1.2 Détection des disques de débris et des exoplanètes

1.2.1 Détection des disques de débris

La méthode la plus efficace pour détecter un disque de débris est l'observation, par photométrie ou par spectroscopie, d'un excès au-dessus de l'émission attendue de la photosphère stellaire. La poussière présente autour d'une étoile est en équilibre thermique avec les radiations stellaires. La lumière stellaire absorbée par les grains de poussières est donc réémise à une longueur d'onde dépendant de la température des grains, selon la loi de Wien. À une distance de quelques dizaines d'UA de l'étoile, les grains de poussière ont une température de quelques dizaines de kelvins, ce qui correspond à une émission dans l'infrarouge lointain. À ces longueurs d'onde, l'émission thermique de la poussière peut être comparable, voire plus importante que l'émission photosphérique de l'étoile, et être ainsi détectée. La poussière plus froide peut être détectée dans le domaine submillimétrique.

Historiquement, la toute première détection d'un disque de débris extrasolaire eut lieu de cette manière en 1983, lorsque que le satellite d'observation infrarouge IRAS détecta un excès de flux infrarouge en direction de l'étoile Végas, qui servait alors de calibrateur pour la photométrie stellaire (Aumann et al., 1984). Ce qu'on appela alors le « Vega phenomenon » s'est ensuite révélé très commun : environ 15 % des étoiles de types AFGK observées par IRAS montraient un tel excès infrarouge, très vite interprété comme issu de poussières circumstellaires (Lagrange et al., 2000). D'autres instruments, tels ISO, *Spitzer*, le JCMT ou plus récemment *Herschel* ont permis de détecter plusieurs centaines de disques de débris, dans les domaines de l'infrarouge lointain et du submillimétrique.

Une autre méthode de détection des disques de débris est l'imagerie des disques, que ce soit par imagerie directe, interférométrie, coronagraphie, etc. Les disques de débris les plus brillants et/ou les plus étendus ont pu être résolus, parfois dans plusieurs domaines de longueurs d'onde : la lumière stellaire diffusée est accessible dans le domaine visible, tandis que l'émission thermique des grains s'observe de l'infrarouge lointain jusqu'au domaine millimétrique. Une quarantaine de disques de débris ont été résolus (source : www.circumstellardisks.org, consulté le 25 septembre 2013), parmi lesquels certains disques fameux, tels β Pictoris, Végas, Fomalhaut (voir figure 1.5), ϵ Eridani (voir figure 1.3) ou AU Microscopii (voir figure 1.6). L'image résolue d'un disque de débris donne accès à sa structuration interne.

La distribution des tailles des planétésimaux et grains dans un disque de débris suit une loi de puissance, dont l'exposant vaut $-3,5$ dans le cas d'une cascade collisionnelle (Dohnanyi, 1969) et est estimé à -4 pour la ceinture de Kuiper (Donnison, 2006 ; Schlichting and Sari, 2011 ; Kenyon and Bromley, 2012). Le rapport volume/surface d'un planétésimal augmentant avec sa taille, ce sont donc les gros planétésimaux qui représentent l'essentiel du volume, et donc de la masse, du disque. En revanche, ce sont les plus petits grains de poussière qui représentent l'essentiel de la surface émettrice, et donc de la luminosité, des disques de débris. Depuis la

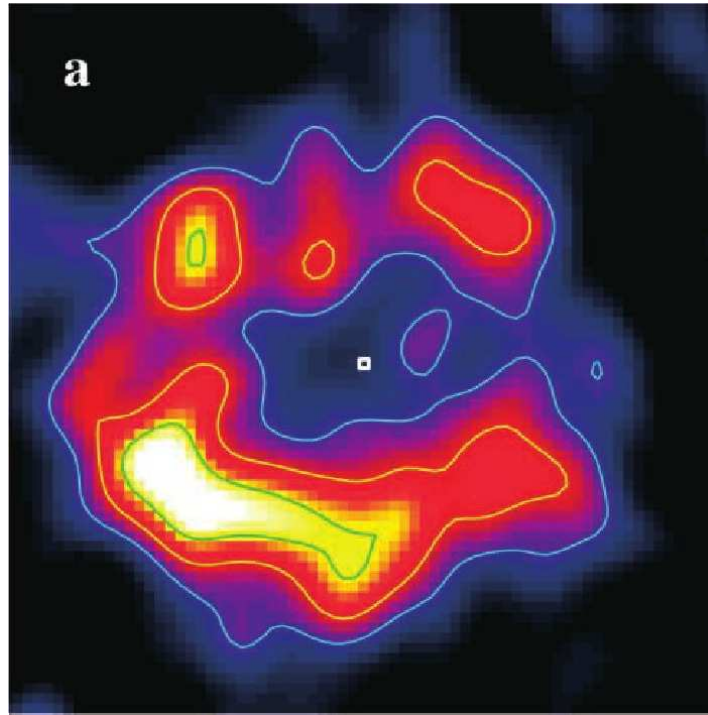


FIGURE 1.3 – Image du disque de débris d'Epsilon Eridani, observé dans le submillimétrique (à $850\ \mu\text{m}$) par le James Clerk Maxwell Telescope (de Greaves et al., 2005).

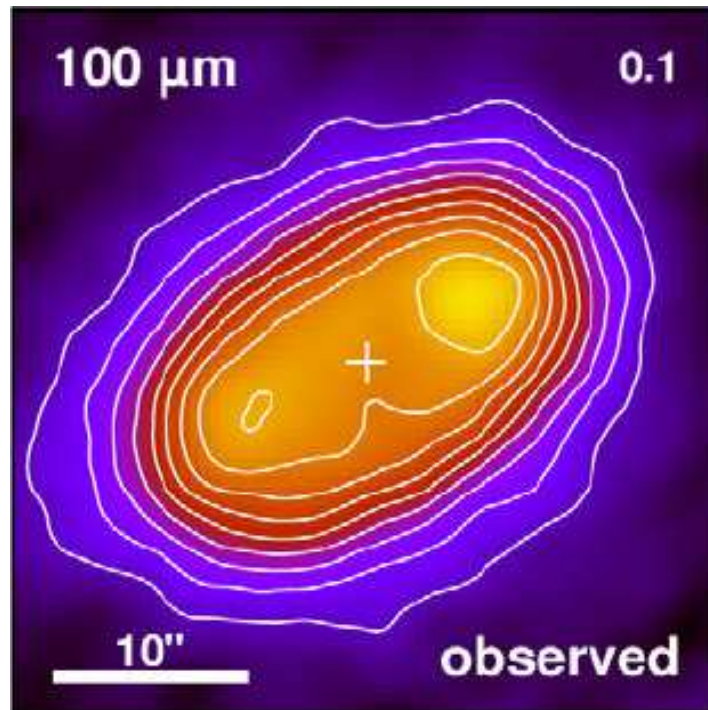


FIGURE 1.4 – Image du disque de débris de l'étoile HD 207129, observé dans le submillimétrique (à $100\ \mu\text{m}$) par le télescope spatial *Herschel* (de Löhne et al., 2012).

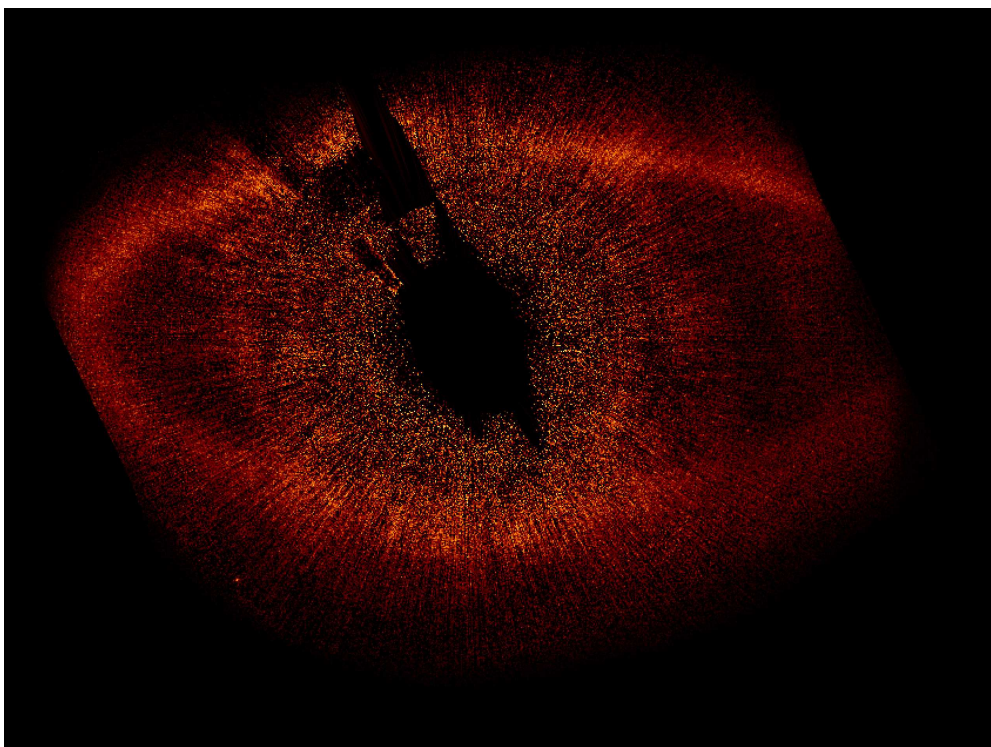


FIGURE 1.5 – Image du disque de débris de Fomalhaut, observé dans le domaine visible par le télescope spatial *Hubble* (de Kalas et al., 2005).



FIGURE 1.6 – Image du disque de débris de Au Microscopii, observé dans le domaine visible par le télescope spatial *Hubble* (de Krist et al., 2005).

Terre, c'est donc la poussière que l'on observe dans les disques de débris, qu'ils soient détectés par excès photométrique ou par imagerie. Cette poussière est donc un indicateur de la présence de planétésimaux qui nous restent invisibles. L'essentiel de la masse des disques de débris ne nous est donc pas directement accessible.

1.2.2 Paramètres observables

La majorité des disques de débris connus ont été détectés par l'observation de l'excès photosphérique dans l'infrarouge lointain. Dans ces cas, la seule source d'information est la distribution spectrale d'énergie (SED) du disque. La valeur de la densité de flux n'étant connue qu'à certaines longueurs d'onde (parfois juste une ou deux), un modèle simplifié des disques de débris est nécessaire. La SED d'un disque de débris est donc souvent, en première approximation, décrite comme celle d'un corps noir à une unique température. Les deux paramètres fondamentaux observables d'un disque de débris sont alors la température, déduite de la longueur d'onde correspondant au maximum de la SED, et la luminosité fractionnaire (*covering fraction*), définie comme le rapport entre la luminosité de la poussière du disque (due à son émission thermique, essentiellement dans l'infrarouge ou le domaine submillimétrique) et la luminosité totale de l'étoile (Wyatt, 2008). Lorsque les grains sont à l'équilibre thermique, la luminosité fractionnaire correspond à l'angle solide qu'interceptent les grains de poussière du disque vus depuis l'étoile (c'est-à-dire la proportion de la lumière stellaire interceptée et réémise par les grains de poussière du disque, les disques de débris étant optiquement fin). La luminosité fractionnaire des disques de débris est inférieure à 10^{-2} ; des luminosités fractionnaires plus élevées correspondent à des disques protoplanétaires. La luminosité fractionnaire de la ceinture de Kuiper est estimée à 10^{-7} (Vitense et al., 2012).

En l'absence d'images résolues, il faut faire d'autres hypothèses, sur la distribution de taille, la répartition spatiale et la composition des grains de poussière, pour pouvoir estimer la masse et les dimensions du disque de débris. On voit ici tout l'intérêt de l'imagerie dans le cas des disques de débris : elle donne accès à des contraintes supplémentaires, tels que la taille (rayons internes et externes) du disque, et une éventuelle structuration interne. Des images à des longueurs d'onde différentes donnent également accès à différentes populations de grains de poussière (en taille et en température).

1.2.3 Les disques du Système solaire

Les disques de débris du Système solaire représentent un cas particulier, dans la mesure où leur détection a été bien plus précoce que celle des disques extrasolaires. En plus du Soleil et des huit planètes, le Système solaire compte un grand nombre de petits corps : astéroïdes, comètes, poussière zodiacale. Deux des principales concentrations de petits corps du Système solaire peuvent être considérés comme des disques de débris : la ceinture principale d'astéroïdes située entre les orbites de Mars et de Jupiter, et la ceinture de Kuiper, au-delà de l'orbite de Neptune, qui s'étend jusqu'à environ 50 UA du Soleil. Mais d'autres groupes de petits corps existent : les géocroiseurs, à l'intérieur de l'orbite de Mars, pouvant croiser l'orbite de la Terre ; les astéroïdes troyens, capturés aux points de Lagrange L4 et L5 de l'orbite d'une planète (sur l'orbite, à 60° en aval et en amont de la planète) : on en connaît plusieurs milliers sur l'orbite de Jupiter, et quelques uns sur les orbites de Mars, Uranus et Neptune ; les Centaures, évoluant sur des orbites instables entre Jupiter et Neptune ; et le nuage de Oort, réservoir de comètes

isotrope s'étendant jusqu'à plusieurs dizaines de milliers d'unités astronomiques du Soleil (voir le chapitre 3.2 pour plus de détails). Enfin, le milieu interplanétaire, à proximité de l'écliptique, contient une multitude de petits grains de poussière issus des comètes et des astéroïdes, qui sont à l'origine de la lumière zodiacale.

Si l'existence des comètes et de la lumière zodiacale est connue de longue date (la lumière zodiacale est correctement interprétée depuis le XVII^e siècle), les premiers astéroïdes n'ont été découverts qu'au XIX^e siècle (le premier, Cérès, en 1801). Contrairement aux disques extrasolaires, visibles grâce à leurs plus petits grains de poussière, les disques de débris du Système solaire nous sont connus via leurs plus gros objets, observés individuellement.

La ceinture principale d'astéroïde se situe essentiellement entre 2,1 et 3,3 UA du Soleil. L'astéroïde le plus grand est Cérès, avec un diamètre d'environ 1000 km et un tiers de la masse totale de la ceinture. Deux autres astéroïdes de cette ceinture, Pallas et Vesta, ont des dimensions qui dépassent 500 km. En deçà, toutes les tailles sont représentées, jusqu'aux grains de poussière. La ceinture contient plusieurs centaines de milliers d'objets connus ; Tedesco and Desert (2002) estiment à environ un million le nombre d'astéroïdes de taille supérieure au kilomètre. La masse totale de la ceinture est estimée à $6 \times 10^{-4} M_{\oplus}$. Elle est constituée de planétésimaux du Système solaire primitif qui n'ont pas pu accréter et former une planète en raison des perturbations gravitationnelles de Jupiter, alors en migration. La majorité des astéroïdes de la ceinture sont composés de matériaux carbonés (type C), mais on rencontre aussi des astéroïdes silicatés (type S) dans la portion interne de la ceinture, et également une minorité d'astéroïdes riches en métaux (type M). De par leur petite taille, les astéroïdes n'ont pas développé d'activité géologique interne, et offrent donc des informations essentielles sur les conditions physiques et la composition chimique du Système solaire primordial.

L'hypothèse d'une ceinture de petits corps, au-delà de l'orbite de Neptune, qui serait le réservoir des comètes à courte période, a été postulée en 1943 par Edgeworth et en 1951 par Kuiper. Cette ceinture est restée une prédiction théorique, jusqu'à la découverte, en 1992, du premier objet transneptunien (ou KBO, *Kuiper Belt Object*), 1992 QB1 (Jewitt and Luu, 1993). Plusieurs centaines d'objets ont été découverts depuis. Pluton, considérée comme une planète de sa découverte en 1930 jusqu'en 2006, est le deuxième plus gros objet de la ceinture de Kuiper, après Éris. Deux autres planètes naines, Makémaké et Hauméa, sont également des KBO. La ceinture de Kuiper contiendrait plus de 70 000 corps de plus de 100 km de diamètre. Sa masse totale est estimée à environ un dixième de masse terrestre (Jewitt et al., 1996 ; Trujillo et al., 2001 ; Gladman et al., 2001). Cette relativement faible masse laisse penser que la ceinture de Kuiper est le résidu d'un disque initialement cent à mille fois plus massif (Jewitt, 2010). Avec une température de quelques dizaines de kelvins, les objets transneptuniens sont principalement composés de glaces (eau, méthane, ammoniac).

La ceinture de Kuiper est structurée en plusieurs populations dynamiquement très différentes. On distingue d'abord les objets classiques de la ceinture de Kuiper (ou *cubewanos*, du nom de leur prototype, 1992 QB1) ; ils orbitent entre 42 et 48 UA, avec des orbites faiblement excentriques ($e \leq 0,2$) et dynamiquement stables sur le long terme. Leur masse représenteraient un dixième de la masse totale de la ceinture (Bernstein et al., 2004). Ils se seraient formés là où ils sont aujourd'hui. Les KBO dits résonnants sont des objets piégés en résonance de moyen mouvement avec la planète Neptune. La principale population de KBO résonnants sont piégés dans la résonance 2 : 3, et sont nommés plutinos (de Pluton, le premier découvert). Les résonances 2 : 5, 3 : 7, 1 : 2, 4 : 7, 3 : 5, 3 : 4 et 4 : 5 ont aussi leurs KBO. Ces objets auraient

été piégés en résonance lors de la migration de Neptune vers l'extérieur du Système solaire. Les objets épars de la ceinture de Kuiper sont une population dynamiquement « chaude » : leur excentricité est généralement comprise entre 0,2 et 0,8. Leur périhélie est situé entre 30 et 40 UA. Ils seraient arrivés sur leurs orbites actuelles en raison des perturbations des planètes géantes, Neptune notamment, au moment de leur migration. Les perturbations de Neptune au niveau de leur périhélie rendent leurs orbites instables à l'échelle du milliard d'années. Enfin, les objets dits détachés ont un périhélie supérieur à 40 UA et souvent une forte excentricité. Leur origine est encore débattue.

1.2.4 Détection des exoplanètes

Il est difficile de parler des disques de débris sans parler des exoplanètes. Ces deux catégories d'objets composent l'essentiel des environnements stellaires des étoiles de la séquence principale. Tous deux prennent naissance dans les disques protoplanétaires, et s'influencent mutuellement ensuite.

L'observation directe des exoplanètes est très difficile, pour deux raisons. D'abord, la planète est nettement moins brillante que son étoile, qu'il s'agisse de la lumière visible réfléchiée ou de l'émission thermique infrarouge. Ensuite, la planète est très proche de son étoile (par rapport à la distance qui les sépare de l'observateur) et est donc noyée dans son éclat. La plupart des exoplanètes n'ont pu être détectées que de manière indirecte. La première planète extrasolaire a été détectée en 1995 autour de l'étoile de type solaire 51 Pegasi (Mayor and Queloz, 1995). Depuis, environ un millier de planètes ont été découvertes autour d'autres étoiles que le Soleil, suscitant un très grand intérêt dans la communauté astrophysique, et, plus largement, dans l'opinion publique.

La majorité des exoplanètes ont été découvertes par la méthode dite des vitesses radiales, qui consiste à détecter une oscillation de la vitesse radiale de l'étoile en étudiant son spectre lumineux (effet Doppler-Fizeau). Cette variation de la vitesse radiale est due au mouvement de l'étoile autour du centre de masse de son système, et donne accès à des informations sur la masse et l'orbite de la (ou des) planète(s). Le mouvement d'une étoile autour du centre de masse de son système peut également être détecté par l'astrométrie, qui donne accès au mouvement propre plutôt qu'aux vitesses radiales. Une autre méthode indirecte très utilisée, surtout depuis les missions spatiales CoRoT et Kepler, est celle dite des transits, qui consiste à mesurer la baisse de luminosité d'une étoile lorsque sa planète transite devant elle. Des exoplanètes ont également été détectées par imagerie directe (grâce à l'optique adaptative et à la coronagraphie, notamment), par effet de lentille gravitationnelle (lorsque l'étoile-lentille a une planète), ou en étudiant la rotation de pulsars.

Les principales méthodes de détection d'exoplanètes ne donnent accès qu'aux planètes les plus massives et les plus proches de leurs étoiles, et, jusqu'à récemment, n'auraient pas permis de détecter des planètes comme la Terre (trop petite) ou comme Uranus (trop lointaine). Néanmoins, il s'avéra très vite que les systèmes d'exoplanètes pouvaient être très différents du Système solaire : présence de planètes très proches de leur étoile (parfois juste quelques rayons stellaires) ou très éloignées (quelques centaines d'UA) (voir figure 1.7), orbites très excentriques (voir figure 1.8) et/ou très inclinées par rapport à l'équateur stellaire, planète dans des systèmes binaires. Ces découvertes ont entraîné des révisions significatives des modèles de formation planétaire et ont ouvert de nombreuses perspectives.

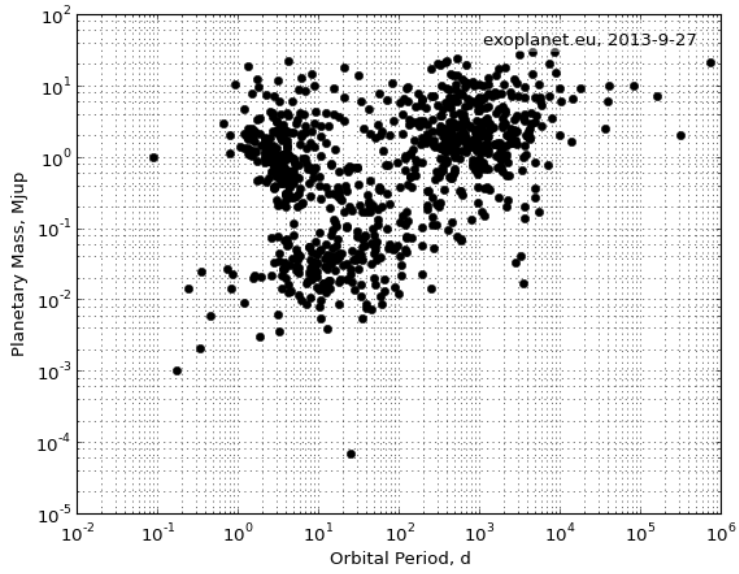


FIGURE 1.7 – Diagramme masse-période de l’ensemble des planètes extrasolaires connues le 27 septembre 2013. Les périodes sont en jours et les masses en masses joviennes. Diagramme réalisé grâce au site exoplanet.eu

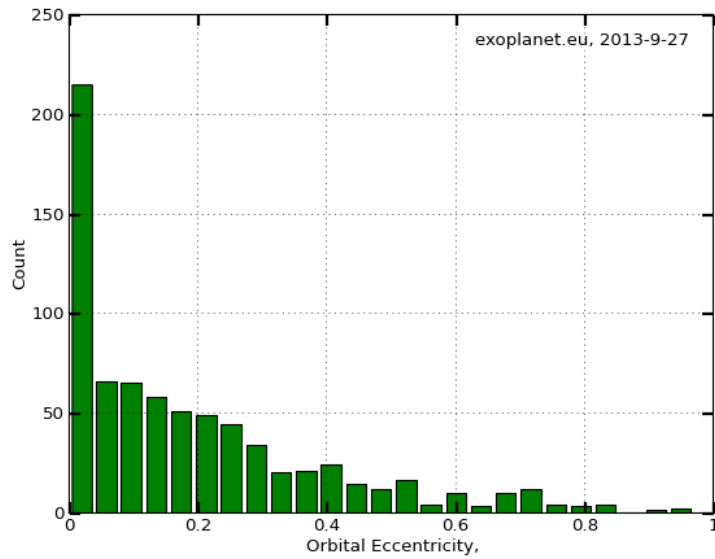


FIGURE 1.8 – Histogramme des excentricités de l’ensemble des planètes extrasolaires connues le 27 septembre 2013. Histogramme réalisé grâce au site exoplanet.eu

Plusieurs études (Mayor et al., 2011 ; Traub, 2012 ; Bonfils et al., 2013) laissent entendre que la présence de planètes autour des étoiles de la séquence principale serait un fait plutôt commun. Un grand nombre de systèmes stellaires pourraient donc contenir, à l’instar du Système solaire, un ou plusieurs disques de débris ainsi qu’une ou plusieurs planètes. Par exemple, des planètes ont été détectées autour de β Pictoris, Fomalhaut et ϵ Eridani, étoiles qu’entourent

également des disques de débris célèbres. L'influence gravitationnelle des planètes sur les disques peut les structurer, les tronquer, voir les disperser. L'observation et l'étude des disques de débris peut donc permettre de trouver des empreintes ou des indices de planètes non observées. C'est d'autant plus vrai pour les régions externes des systèmes planétaires, peu accessibles par les principales méthodes de détection d'exoplanètes.

1.3 Évolution des disques de débris

1.3.1 Physique des disques de débris

Les disques de débris sont constitués de planétésimaux et de grains de poussière : la taille de ces objets peut varier de plusieurs ordres de grandeur, allant de quelques centaines, voire milliers, de kilomètres, jusqu'à des tailles de l'ordre du micromètre. Les forces physiques agissant dans les disques de débris ne sont donc pas les mêmes selon la taille des objets. Les disques de débris, contrairement aux disques protoplanétaires, sont très pauvres en gaz ; la pression du gaz et la friction gaz-poussière qui jouent un rôle important dans les disques protoplanétaires n'agissent plus ici.

Gravitation

La force dominante à laquelle sont soumis les plus gros objets des disques de débris, les planétésimaux, est la gravitation. Dans le cas d'un disque autour d'une étoile seule, la force de gravitation s'écrit très simplement :

$$\vec{F}_G = -\frac{GM_*m}{r^3}\vec{r} \quad (1.1)$$

où G est la constante gravitationnelle, M_* la masse stellaire, m la masse de l'objet et \vec{r} son rayon vecteur, c'est-à-dire le vecteur dirigé depuis l'étoile jusqu'à lui. On estime que les orbites des objets des disques de débris sont initialement circulaires et peu inclinées, en raison des effets de la friction du gaz pendant la phase protoplanétaire du disque. Les effets de la gravitation peuvent néanmoins se compliquer lorsque plusieurs autres objets massifs sont présents dans le système (planétésimaux plus massifs, planètes, autre étoile) ou passent à proximité (passage stellaire). Les perturbations gravitationnelles ainsi créées peuvent exciter les objets du disque, menant à des orbites plus excentriques et/ou inclinées pour les planétésimaux. Elles peuvent aussi éjecter, ou accréter tardivement, certains planétésimaux, et ainsi purger tout ou partie du disque.

Collisions

Les collisions sont un des principaux processus à l'œuvre dans les disques de débris. Leur fréquence dépend de la densité du disque (et donc de sa masse totale et de son extension spatiale). L'effet d'une collision dépend de la vitesse relative des deux objets avant la collision. Lorsque cette vitesse relative est faible, les deux objets s'agglomèrent : c'est ainsi que les planétésimaux accrétaient dans les disques protoplanétaires, où la vitesse relative est maintenue faible par la friction du gaz. A contrario, lorsque cette vitesse relative est plus élevée, la collision est destructrice : les deux planétésimaux sont érodés, ou détruits. Dans ce cas, la collision génère de nombreux objets de taille plus petite. Ainsi s'enclenche une cascade collisionnelle : les débris

d'une collision subissent eux-mêmes d'autres collisions. Dans les disques de débris, les collisions destructrices l'emportent sur le processus d'accrétion : la masse est ainsi transférée vers des échelles de taille plus petites.

Un paramètre important dans la description des collisions est l'énergie spécifique critique de destruction Q_D^* . Il est défini comme étant l'énergie d'impact par unité de masse de la cible menant à une collision destructrice dont le plus gros résidu contient la moitié de la masse de la cible initiale. Pour les petits objets, l'énergie de liaison interne domine, alors que pour les objets de plus de ~ 100 mètres, c'est l'énergie de liaison gravitationnelle (Krivov, 2010). Q_D^* est donc souvent décrit comme une somme de deux lois de puissance (Benz and Asphaug, 1999), qui atteint son minimum à des tailles subkilométriques.

La physique des collisions dans les disques de débris est très compliquée. Les objets concernés se répartissent sur une dizaines d'ordres de grandeurs en taille, la vitesse relative des collisions est variable, les collisions peuvent être frontales, obliques ou rasantes. La section efficace de collision des objets du disque dépend de leur taille mais aussi de leur masse, du fait de l'attraction gravitationnelle des plus massifs. De fait, la plupart des collisions dans un disque de débris se produisent entre des objets de taille très différentes. Les collisions peuvent donc déboucher sur une cratérisation, un rebond, une accrétion tardive ou une destruction totale ou partielle d'un ou des deux objets, avec ou sans réagglomération des fragments. La cratérisation et la destruction totale sont les processus dominants dans les disques de débris (Thébault and Augereau, 2007 ; Müller et al., 2010).

Pression de radiation

En plus de la gravitation et des collisions, les plus petits grains de poussière des disques de débris interagissent également avec le rayonnement stellaire. Les grains d'une taille inférieure environ au millimètre subissent la pression de radiation causée par l'étoile centrale. Comme la gravitation, la pression de radiation est proportionnelle à l'inverse du carré de la distance à l'étoile, mais elle pousse les grains loin de l'étoile. La force gravitationnelle et la pression de radiation peuvent être combinée en une seule force « photogravitationnelle » (Burns et al., 1979) qui s'écrit :

$$\overrightarrow{F_{PG}} = -\frac{GM_*(1-\beta)m}{r^3}\overrightarrow{r} \quad (1.2)$$

où β est le rapport entre les forces de pression de radiation et de gravitation, qui dépend de la taille du grain, de ses propriétés optiques et de l'efficacité Q_{pr} de la pression de radiation, celle-ci étant comprise entre 0 et 2. En revanche, β ne dépend pas de la distance à l'étoile. Dans le cas d'un grain sphérique de rayon a et de densité ρ , β s'écrit (Lebreton, 2013) :

$$\beta = \frac{3L_*}{16\pi GM_*c} \frac{Q_{pr}}{\rho a} \quad , \quad (1.3)$$

soit (Burns et al., 1979 ; Krivov, 2010) :

$$\beta = 0,574 \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right) \left(\frac{M_\odot}{M_*} \right) \left(\frac{1\text{g.cm}^{-3}}{\rho} \right) \left(\frac{1\mu\text{m}}{a} \right) Q_{pr} \quad (1.4)$$

où L_* est la luminosité stellaire.

Pour les plus petites particules, la pression de radiation est équivalente à une diminution de la masse stellaire d'un facteur $(1 - \beta)$. La vitesse de libération du système stellaire est donc diminuée d'un facteur $\sqrt{1 - \beta}$. Les plus petits grains de poussière issus des collisions sont donc soumis à une force de plus par rapport aux objets macroscopiques, qui tend à les éjecter du système, et ce d'autant plus que leur taille est petite. Un grain issu d'un corps parent orbitant sur une orbite circulaire se retrouvera ainsi sur une orbite elliptique si $\beta < 0,5$ et sur une orbite hyperbolique (et donc non liée gravitationnellement à l'étoile) si $\beta > 0,5$. Si $\beta > 1$, le grain, quelque soit son corps parent, est expulsé du système. Il y a donc une taille limite (grosso modo équivalente à $\beta = 0,5$), la « blow-out size » en dessous de laquelle les grains sont expulsés sur une échelle de temps de l'ordre de la période de révolution autour de l'étoile (Krivov, 2010).

Les grains de poussière soumis à la pression de radiation mais qui restent liés à l'étoile ont un demi-grand axe plus grand que celui de leur corps parent. Il en résulte que le disque de poussière s'étend plus vers l'extérieur que le disque de planétésimal. Plus les grains de poussières sont petits, plus β est petit aussi, et ce sont les plus petits grains de poussière qui forment le disque s'étendant le plus à l'extérieur (voir Krivov, 2010, Fig. 1). La dynamique des grains de poussière est donc différente de celle de leurs planétésimaux parents, et ce d'autant plus que les grains sont petits. Les longueurs d'onde les plus petites (infrarouge) donnent des informations sur la poussière, mais les plus grandes longueurs d'onde (submillimétriques) permettent de mieux tracer le disque parent, car elles nous informent sur les grains plus gros (et donc plus froids).

Effet Poynting-Robertson

Un autre effet d'origine « photogravitationnel », issu de la relativité restreinte, concerne les plus petits grains de poussière : l'effet Poynting-Robertson. Contrairement à la pression de radiation, qui est une force radiale, il s'agit d'une force tangentielle. L'interaction du grain avec les photons stellaires le freine, ce qui entraîne une perte graduelle d'énergie orbitale et de moment cinétique. La force de Poynting-Robertson s'écrit (Krivov, 2010) :

$$\vec{F}_{PR} = -\frac{GM_*\beta m}{r^2} \left[\left(\frac{\vec{v}\vec{r}}{cr} \right) \frac{\vec{r}}{r} + \frac{\vec{v}}{c} \right] \quad (1.5)$$

L'effet Poynting-Robertson tend à faire spiraler les petits grains vers l'intérieur du système, jusqu'à ce qu'ils soient évaporés ou accrétés par l'étoile. Le temps de Poynting-Robertson, nécessaire pour faire spiraler un grain de poussière d'une orbite de demi-grand axe r_0 jusqu'à une orbite de demi-grand axe r s'écrit :

$$t_{PR} = \frac{(r_0 - r)^2 c}{4GM_*\beta} \quad (1.6)$$

Autres forces

Au même titre que la radiation stellaire, le vent stellaire est à l'origine d'une force qui s'exerce sur les petits grains de poussière ; celle-ci se décompose également en une composante radiale et une composante tangentielle. Si la composante radiale de la pression du vent stellaire est négligeable par rapport à celle de la pression de radiation, la composante tangentielle, elle, peut être importante, et accentuer ainsi l'effet Poynting-Robertson. Dans le Système solaire,

la force de freinage due au vent stellaire représente 35 % de la force de Poynting-Robertson (Gustafson, 1994).

De faibles quantités de gaz ont été détectées dans de jeunes disques de débris (Krivov, 2010). Il peut s'agir d'un résidu du gaz primordial, ou d'un gaz plus récent issu des comètes ou des collisions entre grains. Dans ces cas, la pression et la friction du gaz s'ajoutent aux forces subies par les grains de poussière (Thébault and Augereau, 2005 ; Krivov et al., 2009).

1.3.2 Processus d'évolution

Pour que les collisions soient destructrices dans un disque de débris, il faut que les vitesses relatives entre planétésimaux soient suffisamment importantes, ce qui implique que le disque soit dynamiquement un peu excité, c'est-à-dire que les excentricités des planétésimaux soient au moins de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} (Stern, 1996 ; Wyatt, 2008). Or, dans les disques protoplanétaires, la friction du gaz freine l'excitation dynamique du disque et maintient les planétésimaux sur des orbites à peu près circulaires et peu inclinées. Les disques de débris étant issus des disques protoplanétaires, leur excitation dynamique initiale est très faible et les vitesses relatives entre planétésimaux sont faibles elles aussi.

La présence de poussière non primordiale dans des systèmes stellaires (c'est-à-dire autour d'étoiles dont l'âge est supérieur au temps de Poynting-Robertson, équation 1.6) indique néanmoins que des collisions destructrices ont lieu dans des disques de planétésimaux d'âges divers. Plusieurs processus peuvent initier l'excitation dynamique du disque nécessaire pour qu'aient lieu les collisions destructrices entre planétésimaux : perturbations gravitationnelles d'étoiles ou de planètes dans le système, passage stellaire proche, perturbations gravitationnelles mutuelles entre les planétésimaux (l'auto-gravité du disque) ou accréation de planétésimaux suffisamment gros pour perturber les autres. Ces événements peuvent survenir à divers moments de la vie du disque.

Les collisions entre les plus gros planétésimaux génèrent une *cascade collisionnelle*, dans laquelle les collisions destructrices entre les plus gros planétésimaux produisent des fragments de tailles diverses, lesquels engendrent à leur tour des collisions, etc. Dans le cas idéal, et à l'état d'équilibre, Dohnanyi (1969) a montré que ce processus menait à ce que la distribution de taille des grains et planétésimaux du disque suive une loi de puissance : $dn(a) \propto a^{-7/2}$, ce qui équivaut à dire que la distribution de masse suit la loi $dn(m) \propto m^{-11/6}$. Cette loi est indépendante du matériau des planétésimaux et est en accord avec les propriétés des disques déduites des observations. Néanmoins, les simulations numériques montrent que cette loi n'est pas parfaitement respectée. D'abord parce que l'énergie de liaison des planétésimaux, dont découle Q_D^* , n'est pas totalement indépendante de la taille : au-dessus d'une centaine de mètres, l'énergie de liaison gravitationnelle doit être prise en compte. Ensuite, la distribution de taille des grains connaît une coupure abrupte au niveau de la « blow-out size », qui se répercute sur les tailles supérieures sous la forme d'un « vague » dans la distribution de taille (Thébault and Augereau, 2007 ; Durda and Dermott, 1997).

Le processus collisionnel n'est pas toujours dominant dans l'évolution des disques de débris. Il ne l'est que lorsque les échelles de temps collisionnelles (qui dépendent des dimensions du disque, de la tailles des planétésimaux et de leur vitesse relative) sont plus courtes que les échelles de temps des forces de friction liées aux radiations et vents stellaires. Dans ce cas,

on parle de disque dominé par les collisions. Dans ces disques, Dominik and Decin (2003) ont montré que la quantité de poussière décroissait proportionnellement à t^{-1} , où t est l'âge du disque. Dans les disques dominés par l'effet Poynting-Robertson (où la poussière est détruite en spiralant sur l'étoile), cette décroissance est $\propto t^{-2}$, donc nettement plus rapide. La poussière du Système solaire est dominée par l'effet Poynting-Robertson. En revanche, l'ensemble des autres disques de débris connus sont dominés par les collisions ; en effet, les disques dominés par l'effet Poynting-Robertson ont une luminosité fractionnaire trop faible pour être détecté avec les moyens actuels. Les observations indiquent que, lorsque la décroissance de la quantité de poussière des disques de débris est modélisée par une loi de puissance $t^{-\xi}$, $\xi \leq 1$ (Greaves and Wyatt, 2003 ; Liu et al., 2004 ; Greaves et al., 2005 ; Rieke et al., 2005 ; Moór et al., 2006), ce qui confirme que les disques observés sont dominés par les collisions.

Dans le cas d'un disque de débris non perturbé par des forces extérieures, la taille des planétésimaux qui alimentent la cascade collisionnelle est nécessairement celle dont le temps collisionnel associé est égal à l'âge du système. Néanmoins, de rares collisions entre de très gros planétésimaux (ou même des planètes) peuvent libérer en peu de temps d'énormes quantités de poussières dans un système. On parle alors de collisions stochastiques. Ces collisions peuvent elles-mêmes être à l'origine d'une cascade collisionnelle. Bien que ces événements soient très rares, leurs effets pourraient être détectables depuis la Terre.

Les images résolues des disques de débris ont montrés de nombreuses structures dans ces disques : gauchissement (Heap et al., 2000), des « grappes » (*clumps*) (Wilner et al., 2002 ; Greaves et al., 2005), des spirales (Clampin et al., 2003 ; Wyatt, 2005), des asymétries azimutales (Telesco et al., 2000), des centres de symétrie décalés par rapport à l'étoile (Kalas et al., 2005). Ces structures sont celles attendues pour des disques perturbés par des planètes. Les disques de débris peuvent ainsi donner des informations sur la présence de planètes à des distances de leur étoile qui les rendent inaccessibles aux méthodes des transits ou des vitesses radiales. Certaines de ces planètes, autour de Fomalhaut (Kalas et al., 2008 ; Chiang et al., 2009) ou de β Pictoris (Lagrange et al., 2010) par exemple, ont été depuis confirmée.

L'architecture des systèmes planétaires n'est pas nécessairement fixée à l'issue de la phase protoplanétaire du disque. L'évolution subséquente du système peut mener à des migrations ou à des éjections du système (Ford and Rasio, 2008 ; Raymond et al., 2010). Cela a de grandes conséquences sur les disques de débris (Raymond et al., 2011, 2012). Ainsi, d'après le modèle de Nice (Gomes et al., 2005), une résonance de moyen mouvement entre Jupiter et Saturne, 700 millions d'année après la naissance du Système solaire, serait à l'origine d'une grande perturbation des disques de débris du Système solaire, qui se lit dans les nombreux cratères lunaires de cette époque. De même, la structuration de la ceinture de Kuiper a été forgée par la migration de Neptune (Chiang et al., 2007 ; Morbidelli et al., 2008). Les grandes excentricités observées dans certains systèmes planétaires extrasolaires, ainsi que diverses études numériques (Jurić and Tremaine, 2008 ; Ford and Rasio, 2008), semblent montrer que les instabilités dynamiques sont courantes dans ces systèmes. Ces instabilités peuvent purger ou structurer de diverses manières les disques de débris.

1.4 Motivations du travail de thèse

La relation entre disques de débris et planètes associées est un enjeu important pour l'interprétation des images des disques, à mesure que les techniques d'imagerie progressent. Les perturbations gravitationnelles des planétésimaux d'un disque de débris par les planètes impriment une signature plus ou moins univoque de leur présence, selon de nombreuses études. À terme, l'inversion de l'image de la structure d'un disque de débris pourrait permettre de révéler indirectement l'existence de planètes de longues périodes, que les mesures de vitesses radiales ou de transits ne permettent pas pour l'instant de détecter. Beaucoup d'études ont été consacrées à ce problème (par exemple, Wyatt et al. (1999), Ozernoy et al. (2000), Kuchner and Holman (2003), Reche et al. (2008)).

Cependant, peu d'études ont été consacrées à la purge des disques de leurs planétésimaux par les interactions gravitationnelles avec les planètes et à son impact sur la détectabilité des disques. Peu d'études aussi ont été consacrées à l'interaction gravitationnelle entre un disque et son environnement ; en particulier le passage d'étoiles proches (Larwood and Kalas, 2001 ; Melita et al., 2002 ; Levison et al., 2004) et l'interaction d'une planète avec le compagnon stellaire dans un système binaire à longue période (Holman and Wiegert, 1999 ; Kaib et al., 2013).

Peu d'étude aussi ont été consacrées à l'excitation dynamique d'un disque par les planètes. Cette excitation favorise le croisement des orbites des planétésimaux et, donc, les collisions productrices de poussière détectable. On note cependant le *self-stirred model* de Kenyon and Bromley (2004a) et l'étude analytique de Mustill and Wyatt (2009).

Nous avons donc entrepris dans cette thèse de contribuer à combler en partie ces manques, à l'aide d'un code numérique que nous avons développé et que nous décrivons au chapitre 2.

Nous avons d'abord participé à l'étude d'un disque en interaction gravitationnelle avec une étoile encore plongée dans l'amas ouvert de sa naissance, pendant ses 100 premiers millions d'années, quand la fréquence des rencontres proches entre étoiles est encore élevée. Ce travail collectif a fait l'objet de la publication de l'annexe A (Lestrade et al., 2011). Nous avons ensuite étudié si le passage d'une étoile, dans un environnement stellaire moins dense, semblable au voisinage solaire, pouvait déstabiliser un nuage de Oort et provoquer des précipitations de comètes (« comet shower ») vers un disque de débris. Le but de l'étude a été de déterminer si les collisions entre les comètes du nuage de Oort déstabilisés et les planétésimaux du disque étaient susceptibles de produire suffisamment de poussière pour rendre le disque détectable. L'ensemble de ce travail est décrit dans le chapitre 3.

Nous avons ensuite étudié l'effet des perturbations gravitationnelles subies par un disque de débris dans les systèmes stellaires binaires à longue périodes, c'est-à-dire de demi-grands axes de quelques centaines d'UA. Nous avons évalué quels sont les éléments orbitaux du système binaire qui permettent de purger le disque de débris, afin de les relier aux statistiques des disques de débris dans les systèmes binaires (Rodriguez and Zuckerman, 2012). Nous nous sommes également arrêtés sur la structuration du disques observée au cours de ces intégrations de plusieurs millions d'années. Ce travail est décrit dans le chapitre 4.

Puis, nous avons étudié l'interaction entre le disque de débris et les planètes orbitant à l'intérieur afin d'évaluer la purge, l'excitation dynamique et la structuration des disques qui

en résultent. Nous avons conduit plusieurs longues simulations pour explorer un espace des paramètres représentatif des masses stellaires de types A à M, des masses des planètes géantes, et des excentricités des orbites planétaires. En plus, nous avons étudié, dans le même but, le cas d'une planète ayant une orbite semblable à l'objet transneptunien Sedna, à très forte excentricité et traversant le disque. L'ensemble de ce travail est présenté dans le chapitre 5.

Nous avons également tenté d'apporter une explication à un fait d'observation : les disques de débris semblent très rares autour des étoiles de type M, contrairement aux étoiles de type solaire. Plusieurs études statistiques ont été menées sur la fréquence des disques de débris autour des étoiles de la séquence principale, essentiellement en utilisant les données du photomètre MIPS du télescope spatial *Spitzer*. Il en ressort qu'environ un tiers des étoiles de type A abritent un disque de débris, détectable à 24 et à 70 μm (Su et al., 2006 ; Wyatt et al., 2003). Environ 16 % des étoiles de type solaire (types F, G et K) semblent abriter un disque de débris (Najita and Williams, 2005 ; Beichman et al., 2006 ; Bryden et al., 2006 ; Trilling et al., 2008), et seulement ~ 5 % des étoiles M (Lestrade et al., 2006, 2009 ; Gautier et al., 2007). De plus récentes données du télescope spatial *Herschel* confirment cette différence entre les types spectraux stellaires (Eiroa et al., 2013). Ce déficit de disques de débris autour des étoiles M n'est pas bien expliqué à l'heure actuelle. Il a été suggéré qu'il pourrait s'agir d'un biais observationnel (les disques froids des étoiles M ne sont pas détectables à 24 ou à 70 μm), ou que cela serait dû à l'âge de ces étoiles ou à leurs vents stellaires puissants. Nous proposons dans cette thèse d'autres suggestions.

Nous avons adopté le cadre du modèle d'évolution d'un disque de débris soumis à érosion par collisions entre planétésimaux développé par Dominik and Decin (2003) et Wyatt et al. (2007a). Dans ce cadre, nous avons d'abord ajusté les paramètres d'une population de disques de débris aux propriétés statistiques vraisemblables aux relevés *Spitzer* de disques de débris autour des étoiles A de Su et al. (2006) et autour des étoiles de type solaire FGK de Trilling et al. (2008), à l'aide d'une nouvelle procédure d'ajustement. Nous avons montré que les paramètres de la population des disques autour de ces deux types d'étoiles sont cohérents, mais couvrent un domaine de solutions possibles assez large. Nous avons ensuite transféré cette population de disques de débris autour des étoiles M des relevés *Spitzer* de Gautier et al. (2007) dans l'infrarouge lointain et de Lestrade et al. (2006, 2009) dans le submillimétrique. Nous avons recherché les modifications des paramètres du modèle nécessaires pour qu'il explique la rareté des disques de débris détectés autour des étoiles M. Nous discutons de l'éventuelle singularité des disques de débris autour des étoiles M. Ce travail est présenté dans le chapitre 6 et a fait l'objet d'un article soumis à A&A et présenté à l'annexe B.

Chapitre 2

Description du code

Cette section décrit le code utilisé aux chapitres 3, 4 et 5. Le code a pour objet de simuler l'évolution dynamique d'un disque de débris autour d'une étoile, perturbé par un autre objet (planète ou étoile). Il a été écrit en Fortran 90 et a été parallélisé avec OpenMP pour être lancé sur la grappe de calcul de Meudon.

2.1 Équations du mouvement

Le code simule le mouvement de deux objets massifs (deux étoiles ou une étoile et une planète) et d'un ensemble de planétésimaux sans masse, représentant le disque de débris. Seules les forces de gravitation dues aux objets massifs sont calculées. Le disque n'est pas auto-gravitant, et les collisions ne sont pas prises en compte. Les planétésimaux ne s'influencent pas entre eux, les équations du mouvement sont celles du problème à trois corps restreint, généralisé à un ensemble de particules. On se place dans le référentiel du premier objet massif, ci-après nommé l'étoile centrale. Le mouvement s'effectue dans un espace à trois dimensions.

Le mouvement des deux objets massifs peut être calculé analytiquement. La trajectoire du second par rapport à l'étoile centrale est une conique (dont les caractéristiques sont données par les conditions initiales), et sa position en un temps donné t se déduit de l'équation de Kepler. Dans le cas où les deux objets sont liés gravitationnellement, la trajectoire est une ellipse et l'équation de Kepler s'écrit (Murray and Dermott, 1999) :

$$E - e \sin E = M = n(t - \tau) \quad (2.1)$$

où E est l'anomalie excentrique, e l'excentricité de l'orbite, M l'anomalie moyenne, τ le moment du dernier passage au périastre et n le moyen mouvement :

$$n = 2\pi/T = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}} \quad (2.2)$$

où a est le demi-grand axe de l'orbite, G la constante universelle de la gravitation, M_1 et M_2 les masses des deux objets. L'anomalie vraie f se déduit de l'anomalie excentrique par la relation :

$$\tan \frac{f}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{E}{2} \quad (2.3)$$

Dans le cas où les deux objets ne sont pas gravitationnellement liés, la trajectoire peut être une parabole (si l'énergie mécanique totale du système est nulle) ou une hyperbole. Dans le cas hyperbolique ($e > 1$), on peut écrire :

$$e \sinh H - H = M = n(t - \tau) \quad (2.4)$$

où H est lié à l'anomalie vraie f par :

$$\tan \frac{f}{2} = \sqrt{\frac{e+1}{e-1}} \tanh \frac{H}{2} \quad (2.5)$$

Dans le cas parabolique, on utilise l'équation de Barker (Meire, 1985) :

$$\frac{1}{3} \tan^3 \frac{f}{2} + \tan \frac{f}{2} = M = 2\sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{p^3}}(t - \tau) \quad (2.6)$$

où $p = 2a$ est le paramètre de l'orbite. Cette équation se résout analytiquement, grâce à la méthode de Cardan :

$$\tan \frac{f}{2} = \left(\frac{3M + \sqrt{9M^2 + 4}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(\frac{3M - \sqrt{9M^2 + 4}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.7)$$

Lorsque l'orbite est elliptique ou hyperbolique, il n'existe pas de solution analytique ; la position du deuxième objet massif est calculée numériquement à chaque pas de temps à l'aide de la méthode de Newton. Les coordonnées képlériennes (paramètres orbitaux et anomalie vraie) sont ensuite converties en coordonnées cartésiennes.

Les planétésimaux sont soumis à l'attraction gravitationnelle de chacun des deux objets massifs. Dans le référentiel de l'étoile centrale, dans lequel les mouvements sont calculés, le bilan des forces s'exerçant sur un planétésimal s'écrit :

$$\sum \vec{F} = -\frac{GmM_1 \vec{r}}{|\vec{r}|^3} + \frac{GmM_2(\vec{r}_2 - \vec{r})}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|^3} \quad (2.8)$$

où \vec{r} le rayon vecteur allant de l'étoile centrale, de masse M_1 , au planétésimal de masse m négligeable, et \vec{r}_2 le rayon vecteur allant de l'étoile centrale au deuxième objet massif, de masse M_2 .

Mais le référentiel de l'étoile centrale n'est pas galiléen. Il est en translation autour du centre de masse des deux objets massifs, lequel constitue le centre d'un référentiel galiléen. Au bilan des forces s'ajoute donc la force inertielle d'entraînement correspondant à l'attraction de l'étoile centrale par le second objet massif. L'équation du mouvement d'un planétésimal s'écrit donc :

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{GM_1 \vec{r}}{|\vec{r}|^3} + \frac{GM_2(\vec{r}_2 - \vec{r})}{|\vec{r}_2 - \vec{r}|^3} - \frac{GM_2 \vec{r}_2}{|\vec{r}_2|^3} \quad (2.9)$$

Trois intégrateurs numériques ont été testés pour calculer le mouvement des planétésimaux : la méthode d'Euler, d'ordre 1, la méthode dite « leapfrog », d'ordre 2, et la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 (Press et al., 1992). Si le planétésimal s'approche trop d'un des deux

objets massifs, le pas de temps est réduit pour lui (voir la fin de la partie 2.2).

À l'instant initial, les planétésimaux sont en orbite autour de l'étoile centrale, sur des orbites circulaires ou faiblement excentriques. À chaque pas de temps, la situation de chaque planétésimal par rapport à chacun des objets massifs est évaluée, pour déterminer si il est lié gravitationnellement à l'un ou à l'autre ou si il est éjecté du système. Sa vitesse de libération par rapport à chacun des deux objets massifs est calculée ($v_l = \sqrt{2GM_i/r_i}$ où M_i est la masse de l'objet massif et r_i sa distance au planétésimal).

- Si la vitesse relative du planétésimal par rapport aux deux astres est supérieure aux vitesses de libération correspondante, alors le planétésimal est considéré comme éjecté du système.
- Si la vitesse relative est inférieure à la vitesse de libération pour un seul des deux astres, alors il sera considéré comme resté autour de l'étoile centrale ou satellisé autour du second objet, respectivement.
- Si la vitesse relative est inférieure à la vitesse de libération pour les deux astres, alors il faut tenir compte du lien gravitationnel entre les deux objets massifs :
 - Si les deux objets massifs sont gravitationnellement liés, alors le planétésimal sera considéré comme satellisé autour du moins massif des deux s'il est situé dans sa sphère de Hill, de rayon $r_{Hill} = d \left(\frac{m}{3M}\right)^{1/3}$ où d est la distance entre les deux objets massifs et $m/M < 1$ le rapport entre leurs masses.
 - Si les deux objets massifs ne sont pas gravitationnellement liés, alors le planétésimal est considéré comme satellisé autour de celui qui exerce la plus forte force d'attraction gravitationnelle sur lui.

Ce test permet de déterminer à chaque instant de la simulation la proportion de planétésimaux éjectés du système, capturés par le second objet massif ou restés autour de l'étoile centrale.

2.2 Tests numériques

Afin de tester les trois intégrateurs numériques, plusieurs tests ont été effectués. Le plus simple est de tester la conservation de l'énergie mécanique dans le cas, prédictible, du problème à deux corps (un seul planétésimal, la masse du second objet massif étant fixée à zéro). Dans ce cas, l'énergie mécanique du système s'écrit $E = -G(M + m)/2a$ où M est la masse de l'étoile centrale, m celle du planétésimal (négligeable par rapport à M , nulle dans le code) et a le demi-grand axe du planétésimal. L'erreur numérique relative sur l'énergie $\delta E/E$ est donc égale à l'erreur relative sur le demi-grand axe $\delta a/a$. La figure 2.1 montre la conservation de l'énergie mécanique lors de divers tests, pour chacun des trois intégrateurs, dans le cas d'un planétésimal en orbite circulaire, à 40 UA autour d'une étoile de masse solaire, pour un million d'itérations et différents pas de temps dt allant de 0,015 à 1,1 années (la période de révolution du planétésimal étant de 253 années).

On observe sur la figure 2.1 que la méthode d'Euler est celle qui conserve la moins bien l'énergie, quel que soit le pas de temps. La méthode de Runge-Kutta 4 donne les meilleurs résultats pour $dt < 0,2$ an : au-delà, la méthode leapfrog est plus performante. Un ajustement empirique à partir de ces résultats montre que :

- pour la méthode d'Euler, la dérive de l'énergie est proportionnelle à dt^2 ;
- pour la méthode de Runge-Kutta 4, la dérive de l'énergie est proportionnelle à dt^6 lorsque $dt > 0,1$ an ; en deçà, on est limité par la précision machine de l'ordinateur ;

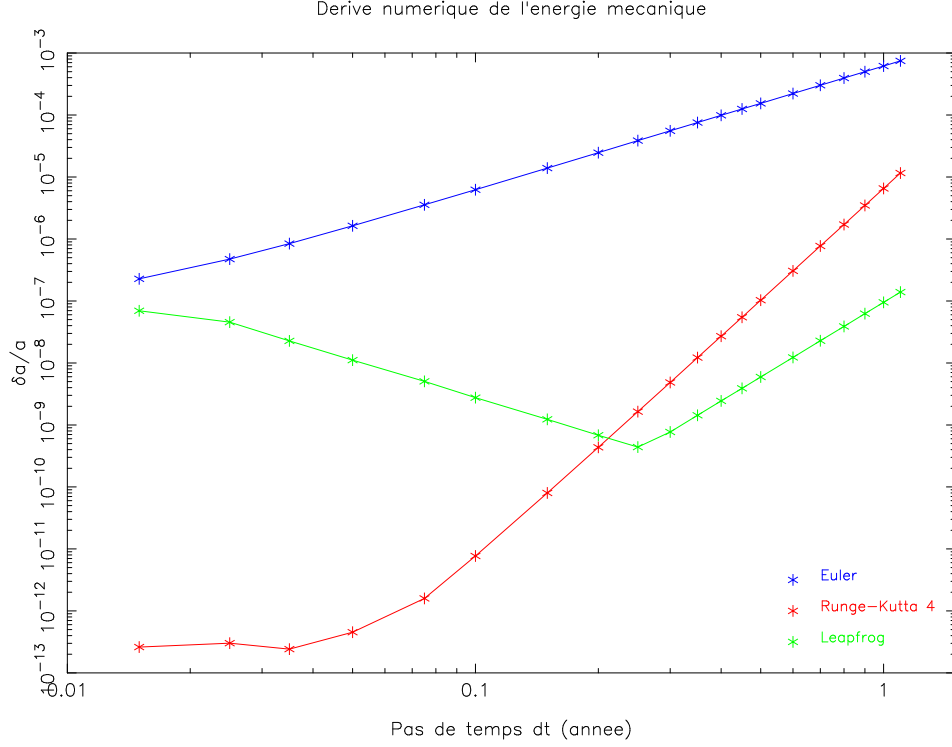


FIGURE 2.1 – Dérive numérique de l'énergie mécanique (ou du demi-grand axe) lors de la simulation du problème à deux corps ($a = 40$ UA, $e = 0$, $M_* = 1M_\odot$), pour un million d'itérations et différents pas de temps, pour chacun des trois intégrateurs numériques testés (méthode d'Euler en bleu, Runge-Kutta 4 en rouge, leapfrog en jaune).

- pour la méthode leapfrog, lorsque $dt < 0,25$ an, la dérive de l'énergie est proportionnelle à dt^{-2} ; lorsque $dt > 0,25$ an, la dérive de l'énergie est proportionnelle à dt^4 .

Ces tests nous ont permis d'écarter la méthode d'Euler. Néanmoins, le demi-grand axe n'est pas la seule quantité conservée dans le cas du problème à deux corps. Ensuite, le demi-grand axe choisi ici est plutôt grand (40 UA); ces tests sont utiles en cas de disques relativement éloignés de leur étoile, comme la ceinture de Kuiper. Mais dans certains cas, nous serons amenés à étudier des disques plus proches de leur étoile.

Une deuxième batterie de tests a donc été réalisée, pour tester les intégrateurs leapfrog et Runge-Kutta 4, en testant la stabilité de cinq éléments orbitaux (demi-grand axe a , excentricité e , inclinaison i , longitude du nœud ascendant Ω et argument du périastre ω) censés rester constants lors du problème à deux corps. La stabilité de ces cinq éléments a été testée en fonction du pas de temps dt (tableau 2.1) et du demi-grand axe a (tableau 2.2). La masse de l'étoile centrale est d'une masse solaire dans les deux cas.

Les données du tableau 2.1 montrent que les angles i et Ω sont très stables, alors que ω est très affecté par l'intégration numérique. La méthode leapfrog entraîne une oscillation d'origine totalement numérique de ω sur tout l'intervalle $[0; 2\pi]$. La dérive numérique de a et de e est moindre dans le cas de l'intégrateur Runge-Kutta 4. Pour ces raisons, nous utiliserons l'intégrateur Runge-Kutta 4 dans la suite.

Nous avons établi de manière empirique l'évolution de la dérive numérique des éléments

Intégrateur	dt (an)	$\frac{\delta a}{a}$	$\frac{\delta e}{e}$	δi	$\delta \Omega$	$\delta \omega$
Leapfrog	1×10^{-3}	$3,8 \times 10^{-7}$	$4,57 \times 10^{-6}$	$5,7 \times 10^{-13}$	$1,6 \times 10^{-11}$	2π
	2×10^{-3}	$1,52 \times 10^{-6}$	$1,83 \times 10^{-5}$	$2,63 \times 10^{-13}$	$3,6 \times 10^{-11}$	2π
	4×10^{-3}	$6,1 \times 10^{-6}$	$7,32 \times 10^{-5}$	$1,7 \times 10^{-13}$	$8,6 \times 10^{-12}$	2π
Runge-Kutta 4	1×10^{-3}	$1,33 \times 10^{-9}$	$4,46 \times 10^{-9}$	$1,3 \times 10^{-12}$	$3,8 \times 10^{-11}$	$1,23 \times 10^{-6}$
	2×10^{-3}	$4,2 \times 10^{-8}$	$1,41 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{-13}$	$3,0 \times 10^{-12}$	$2,0 \times 10^{-5}$
	4×10^{-3}	$1,34 \times 10^{-6}$	$4,53 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-13}$	$3,7 \times 10^{-12}$	$3,16 \times 10^{-4}$

TABLEAU 2.1 – Dérive numérique des éléments orbitaux dans le cas du problème à deux corps, en fonction de l'intégrateur et du pas de temps dt (en années), dans le cas où $a = 3$ UA, $e = 0,2$, $i = 3^\circ$. La durée totale de chaque simulation est de 5 millions d'années. Les angles sont en radians.

orbitaux en fonction de dt , à partir des données du tableau 2.1 : on trouve que $\delta a/a \propto dt^5$, $\delta e/e \propto dt^5$ et $\delta \omega \propto dt^4$, dans le cas de l'intégrateur Runge-Kutta 4. Ces dérivées numériques sont en outre proportionnelles au nombre d'itérations dans chaque simulation. L'erreur sur les angles i et Ω provient de la précision machine. Ces résultats nous permettent d'ajuster le pas de temps dt en fonction des paramètres de chaque simulation.

a	$\frac{\delta a}{a}$	$\frac{\delta e}{e}$	δi	$\delta \Omega$	$\delta \omega$
3	$1,34 \times 10^{-5}$	$4,53 \times 10^{-5}$	$3,4 \times 10^{-12}$	$4,7 \times 10^{-11}$	$3,16 \times 10^{-3}$
6	$2,63 \times 10^{-8}$	$8,85 \times 10^{-8}$	$2,1 \times 10^{-12}$	$1,5 \times 10^{-10}$	$1,74 \times 10^{-5}$
12	$3,91 \times 10^{-11}$	$2,55 \times 10^{-10}$	$9,5 \times 10^{-13}$	$4,6 \times 10^{-11}$	$1,7 \times 10^{-7}$
24	$1,15 \times 10^{-11}$	$6,39 \times 10^{-11}$	$6,4 \times 10^{-13}$	$8,7 \times 10^{-12}$	$3,7 \times 10^{-7}$

TABLEAU 2.2 – Dérive numérique des éléments orbitaux dans le cas du problème à deux corps, en fonction du demi-grand axe a , dans le cas où $e = 0,2$, $i = 3^\circ$. La durée totale de chaque simulation est de 50 millions d'années, le pas de temps $dt = 4 \times 10^{-3}$ année, l'intégrateur numérique utilisé est Runge-Kutta 4. Les angles sont en radians.

Le tableau 2.2 montre une forte dépendance de la dérive numérique par rapport au demi-grand axe du planétésimal. Une diminution du demi-grand axe signifie en effet une période de révolution plus petite, donc moins de pas de temps par orbite du planétésimal. Le pas de temps doit donc être adapté aux périodes de révolution des astres simulés.

À cette fin, à chaque itération de la simulation, la période de révolution de chaque planétésimal satellisé autour d'une étoile ou d'une planète est calculée, et si elle est inférieure à 200 fois la durée du pas de temps initial, alors l'intégrateur est appelé plusieurs fois par pas de temps, de telle sorte que la durée entre chaque appel à l'intégrateur soit inférieure à 0,5 % de la période de révolution.

Chapitre 3

Interactions disque-étoile : passage stellaire

3.1 Effets directs des passages stellaires sur les disques de débris

3.1.1 Dans un environnement de type du voisinage solaire

Nous avons cherché à estimer si et comment un disque de débris autour d'une étoile pouvait être vidé ou perturbé par le passage proche d'une autre étoile.

Dans l'environnement solaire, les rencontres les plus proches entre étoiles se font à des distances de l'ordre du demi-parsec, et à des vitesses relatives de quelques dizaines de km.s^{-1} (García-Sánchez et al., 2001). Ces distances sont considérablement plus importantes que les tailles des disques de débris. Nous avons d'abord montré que, dans ces conditions, les disques de débris sont perturbés de façon négligeable.

Nous avons effectué quelques simulations, afin d'estimer l'excitation dynamique d'un disque de débris lors d'un passage stellaire proche. Nous avons choisi un disque assez étendu, d'un rayon extérieur de 200 UA. Son rayon intérieur est de 30 UA, et les planétésimaux qui le composent sont initialement placés sur des orbites circulaires et avec une inclinaison par rapport au plan médian comprise entre 0° et 1° . La vitesse de l'étoile passante par rapport à l'étoile centrale est considérée comme constante, en direction et en valeur, pendant la durée physique relativement courte (quelques milliers d'années) de la simulation. Les paramètres que nous avons fait varier sont la distance minimale de rencontre entre les deux étoiles, leur vitesse relative, leurs masses et l'« inclinaison » de la trajectoire de l'étoile par rapport au plan du disque.

Nous avons relevé l'excentricité orbitale maximale atteinte par les planétésimaux, du fait des perturbations de l'étoile passante, pour deux distances à l'étoile centrale, 100 et 200 UA. Les résultats des simulations sont donnés dans le tableau 3.1.

La comparaison entre les différentes simulations montre que la distance minimale de rencontre d_{min} est le paramètre qui a le plus d'influence sur l'excitation dynamique du disque, et que cette excitation est plus efficace si la trajectoire de l'étoile passante est situé dans le plan du disque et que son mouvement est prograde par rapport au disque. Néanmoins, aucune de ces simulations ne montre d'excitation dynamique significative d'un disque de débris. En effet, l'excentricité orbitale des planétésimaux reste très faible, et dans le cas le plus favorable ($d_{min} = 0,005$ pc, soit 1000 UA), elle est de l'ordre de 10^{-3} , un ordre de grandeur qui corres-

d_{min} (pc)	v_{rel} (km.s ⁻¹)	m_c (M _☉)	m_p (M _☉)	i (°)	e_{max} (100 UA)	e_{max} (200 UA)
0,2	40	1	1	0	$< 10^{-7}$	$4,5 \times 10^{-7}$
0,2	20	1	1	0	$< 10^{-7}$	4×10^{-7}
0,1	40	1	1	0	4×10^{-7}	5×10^{-6}
0,02	40	1	1	0	1×10^{-4}	6×10^{-4}
0,02	20	1	1	0	4×10^{-5}	9×10^{-4}
0,005	40	1	1	0	4×10^{-3}	9×10^{-3}
0,2	40	1	2,5	0	$1,5 \times 10^{-7}$	$1,1 \times 10^{-6}$
0,02	40	1	2,5	0	3×10^{-4}	$1,6 \times 10^{-3}$
0,2	40	0,25	2,5	0	5×10^{-7}	6×10^{-6}
0,2	40	0,25	2,5	30	$< 10^{-7}$	$4,3 \times 10^{-7}$
0,2	40	0,25	2,5	60	$< 10^{-7}$	$1,4 \times 10^{-7}$
0,2	40	0,25	2,5	90	$< 10^{-7}$	$1,1 \times 10^{-7}$
0,2	40	0,25	2,5	120	$< 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{-7}$
0,2	40	0,25	2,5	150	$< 10^{-7}$	$3,3 \times 10^{-7}$
0,2	40	0,25	2,5	180	4×10^{-7}	3×10^{-6}

TABLEAU 3.1 – Valeur maximale de l’excentricité atteinte par les planétésimaux pendant le passage stellaire, pour les planétésimaux situés à 100 et à 200 UA de l’étoile centrale, en fonction de la distance minimale de rencontre d_{min} , de la vitesse relative des deux étoiles v_{rel} , des masses des étoiles centrale et passante m_c et m_p , et de l’angle i entre le plan du disque et la droite reliant les deux étoiles au moment de la rencontre proche ($i > 90^\circ$ signifie un mouvement rétrograde de l’étoile passante vue depuis l’étoile centrale). L’inclinaison des orbites des planétésimaux ne subit dans aucun cas de modifications sensibles.

pond à la distribution des excentricités dans un disque auto-gravitant (voir Ida and Makino, 1992). En outre, les distances minimales de rencontre utilisées ici sont très en-deçà des valeurs attendues dans un environnement stellaire du type du voisinage solaire (García-Sánchez et al., 2001). Dans un tel environnement, les passages stellaires ne permettent donc pas de vider ni d’exciter dynamiquement un disque de débris.

3.1.2 Dans l’environnement d’un amas ouvert

Néanmoins, au début de leur vie, les étoiles se trouvent dans des environnements stellaires plus denses, associés à l’amas dans lequel elles sont nées. Pendant environ 100 millions d’années, les densités stellaires observées dans des amas ouverts, pouvant atteindre plus de 1000 fois la densité du voisinage solaire, permettent des rencontres proches à des distances suffisamment faibles pour perturber significativement les disques entourant ces étoiles. De telles rencontres ont été évoquées pour expliquer l’orbite d’objets transneptuniens tel que Sedna (Kenyon and Bromley, 2004b), la dynamique des systèmes d’exoplanètes (Malmberg et al., 2007 ; Spurzem et al., 2009) ou la structuration des disques de débris (Larwood, 1997 ; Kalas et al., 2000 ; Kobayashi and Ida, 2001).

Nous avons donc effectué plusieurs séries de simulations afin de déterminer la capacité de ces rencontres stellaires proches à vider, totalement ou partiellement, un disque de débris. Puis nous avons utilisé les résultats de ces simulations afin d’estimer le taux de purge des disques à l’issue des 100 premiers millions d’années de la vie d’une étoile, dans le contexte d’un amas ouvert en expansion. Ce travail avait été commencé par deux stages (Antoine Lassus et Naron

Phou, effectués sous la direction de Jean-François Lestrade) et a donné lieu à la publication de l'article de l'annexe A (Lestrade et al., 2011).

3.1.2.1 Simulations de rencontres stellaires très proches

Dans nos simulations, le disque est initialement situé autour de l'étoile centrale de masse m_c et est perturbé par l'étoile passante de masse m_p . Le disque compte 40000 planétésimaux et sa densité surfacique décroît avec la distance r à l'étoile centrale comme r^{-1} . Au début de la simulation, les orbites de tous les planétésimaux sont circulaires et coplanaires ; en effet, des simulations tests n'ont pas montré de différences notables entre les taux de purge dans le cas d'un disque en deux dimensions (inclinaisons nulles des planétésimaux) et un disque peu épais (d'angle d'ouverture 2°).

Les données observationnelles disponibles montrent que l'extension radiale des disques de débris est très variable. Aucune corrélation entre la taille des disques de débris et la masse des étoiles hôtes n'a pour l'instant été établie. D'après Andrews et al. (2011), les rayons internes des disques protoplanétaires de transition vont de 15 à 73 UA et leur rayons externes de 30 à 135 UA. La détermination de la taille des disques de débris plus âgés, par ajustement de l'excès photométrique observé ou par imagerie directe, donne des rayons moyens allant de ~ 10 UA à ~ 300 UA (Dent et al., 2000 ; Greaves et al., 2005 ; Liseau et al., 2008 ; Booth et al., 2013). Pour notre étude, afin de nous préparer à de nouvelles contraintes observationnelles, nous avons choisi deux configurations : une configuration standard avec un disque s'étendant initialement d'un rayon interne de 40 à un rayon externe de 100 UA, et une configuration plus compacte, dans laquelle le disque s'étend de 10 à 40 UA de son étoile. Des simulations avec un disque de rayon externe de 200 UA ont été effectuées mais ne sont pas présentées.

L'étoile passante est initialement placée à grande distance de l'étoile centrale (≥ 1000 UA) afin de ne pas perturber le disque dès le début de la simulation. Sa vitesse initiale est calculée de telle sorte que sa trajectoire par rapport à l'étoile centrale soit parabolique. Son mouvement est ensuite calculé numériquement grâce à l'équation 2.6. Les conditions initiales ont été choisies afin d'obtenir des distances minimales d'approche comprises entre 100 et 1000 UA. La vitesse résultante de l'étoile passante, relativement à l'étoile centrale, est maximale lorsque la distance entre les deux étoiles est minimale ; selon les masses stellaires et la distance minimale d'approche, la vitesse relative de l'étoile passante est comprise entre 3 et 20 km.s^{-1} . L'effet de purge sur le disque du passage de l'étoile dépend beaucoup de cette vitesse.

La durée physique des simulations est de quelques milliers d'années, le temps pour que les deux étoiles se soit suffisamment éloignées et ne puissent plus perturber les planétésimaux satellisés autour de l'une ou l'autre. La figure 3.1 montre l'évolution d'un disque de débris lors d'une rencontre proche, où les mouvements des planétésimaux et de l'étoile passante sont coplanaires et progrades. Le disque est d'abord un peu déformé, avant d'être nettement altéré lorsque la distance de l'étoile passante est minimale, et donc que les forces de marées sont maximales. Finalement, une partie des planétésimaux restent gravitationnellement liés à l'étoile centrale, mais dans une nouvelle configuration dynamique, une autre partie est capturée par l'étoile passante, et les autres sont éjectés dans le milieu interstellaire. Nous nous sommes intéressés aux taux de purge du disque de débris, c'est-à-dire au nombre de planétésimaux éjectés ou capturés par l'étoile passante.

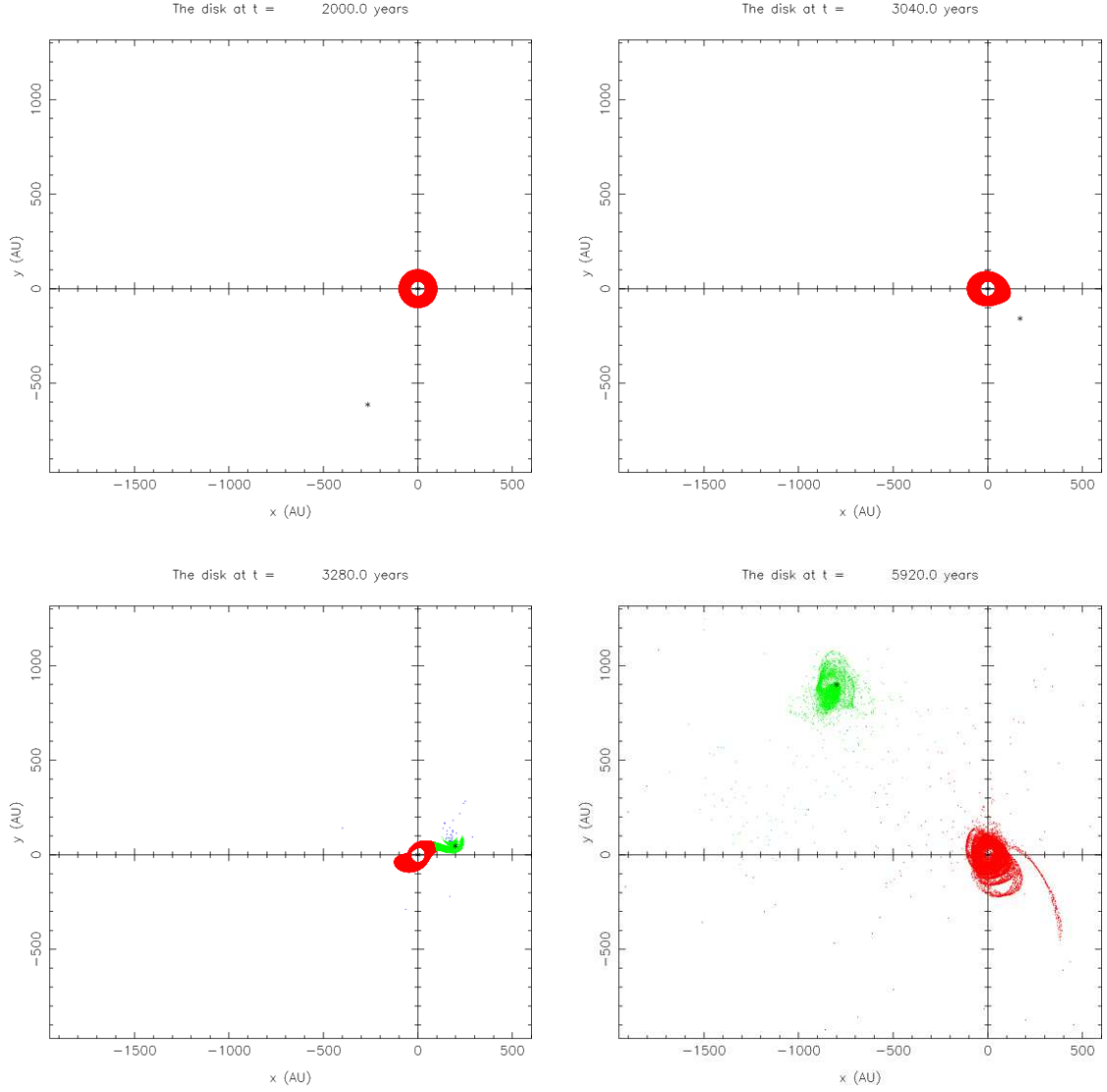


FIGURE 3.1 – Évolution d'un disque de débris lors d'une rencontre stellaire proche. Le disque s'étend de 40 à 100 UA, ses planétésimaux sont initialement sur des orbites circulaires et coplanaires. Le mouvement de l'étoile passante est prograde et coplanaire par rapport à celui du disque. Les deux étoiles ont la même masse. La distance minimale d'approche est de 200 UA, à une vitesse relative de $4,2 \text{ km.s}^{-1}$. Les points rouges représentent les planétésimaux liés à l'étoile centrale, les verts ceux capturés par l'étoile passante, les bleus ceux éjectés. Les astérisques représentent les étoiles. Le taux de purge final est de 12 % (11 % capturés et 1 % éjectés).

Des simulations ont été effectuées pour les deux tailles de disques choisies, pour plusieurs distances minimales d’approches, allant de 100 UA à 1000 UA ; pour huit rapports de masse m_p/m_c différents (20, 10, 4, 2, 1, 0.5, 0.25, 0.1) ; et pour différentes inclinaisons i du plan orbital de l’étoile passante par rapport au plan du disque (0° , 30° , 45° , 90° , 135° , 150° , 180° , ces trois derniers correspondant à un mouvement rétrograde de l’étoile passante par rapport au disque).

Lorsque l’inclinaison i est supérieure à 45° et/ou que le mouvement de l’étoile passante est rétrograde par rapport au disque, nous avons constaté que les passages stellaires ne parviennent pas à purger de façon significative le disque de débris. En effet, dans ces conditions, les perturbations gravitationnelles de l’étoile passante durent moins longtemps et ne sont pas suffisantes pour vider le disque ; cet effet a également été noté par Toomre and Toomre (1972), Beust and Dutrey (2006) et Reche et al. (2009).

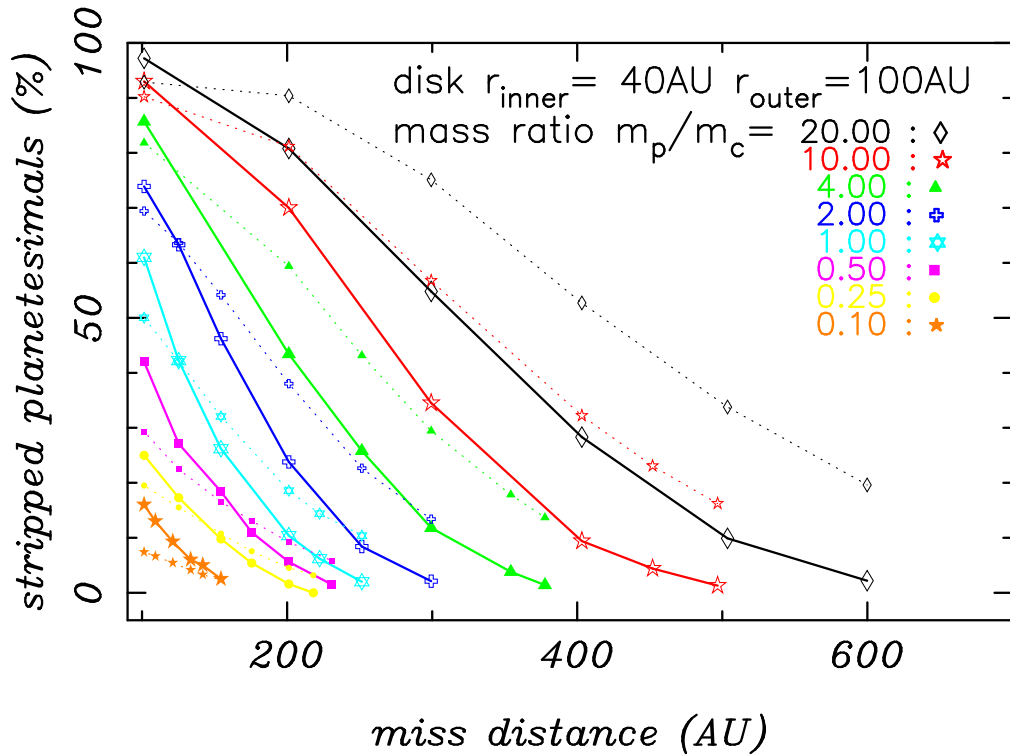


FIGURE 3.2 – Proportions de planétésimaux expulsés d’un disque de débris pendant un passage stellaire, en fonction de la distance minimale d’approche, pour différents rapports de masse m_p/m_c des étoiles passante et centrale. Le plan médian du disque est celui de la trajectoire de l’étoile passante et leurs mouvements sont progrades. Les rayons internes et externes du disque sont initialement fixés à 40 et 100 UA. Les traits pleins relient les points correspondant à un disque dont les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites circulaires et non inclinées. Les traits pointillés correspondent à un disque initialement fortement excité, dont les excentricités sont distribués aléatoirement entre 0 et 0,95, et les inclinaisons entre 0° et 30° .

Seuls les passages stellaires d’inclinaison $i < 45^\circ$ entraînent donc une purge significative du disque, soit que les planétésimaux soient capturés par l’étoile passante, soit qu’ils soient éjectés dans l’espace interstellaire. Les taux de purge pour différents rapports de masse m_p/m_c et distances minimales d’approches sont montrés figures 3.2 et 3.3. La figure 3.2 correspond au disque initialement étendu de 40 à 100 UA et la figure 3.3 au disque compact, de 10 à 40

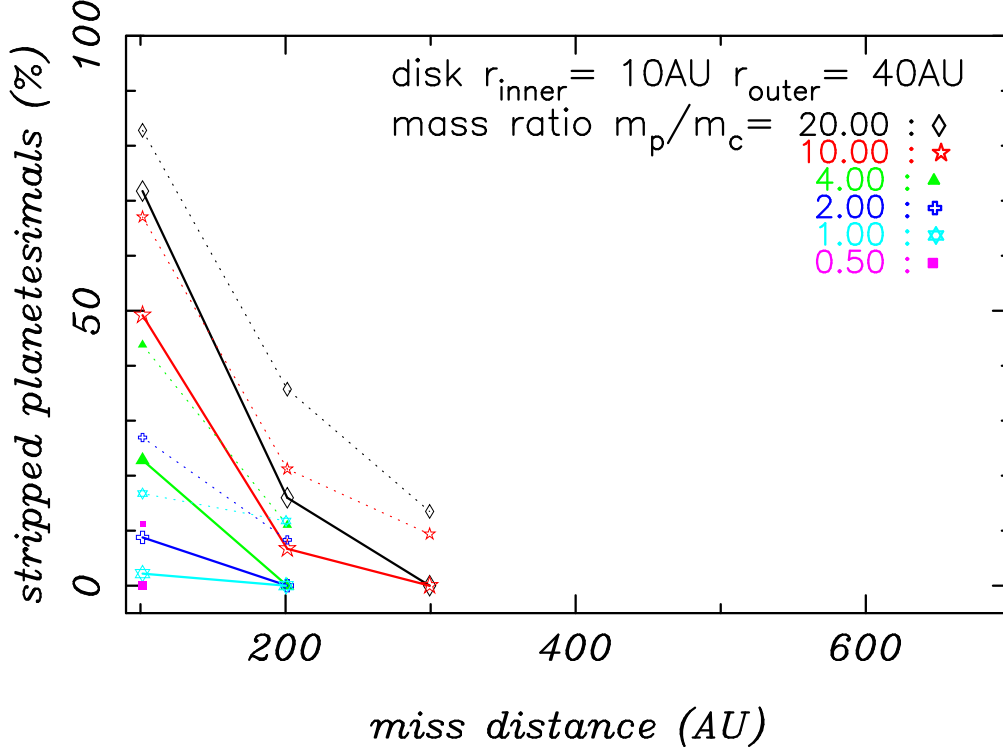


FIGURE 3.3 – Proportions de planétésimaux expulsés d’un disque de débris pendant un passage stellaire, en fonction de la distance minimale d’approche, pour différents rapports de masse m_p/m_c des étoiles passante et centrale. Le plan médian du disque est celui de la trajectoire de l’étoile passante et leurs mouvements sont progrades. Les rayons internes et externes du disque sont initialement fixés à 10 et 40 UA. Les traits pleins relient les points correspondant à un disque dont les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites circulaires et non inclinées. Les traits pointillés correspondent à un disque initialement fortement excité, dont les excentricités sont distribués aléatoirement entre 0 et 0,95, et les inclinaisons entre 0° et 30° .

UA. La comparaison entre les deux figures et leurs courbes montrent que les passages stellaires sont d’autant plus efficaces pour vider les disques de débris que l’étoile passante est massive par rapport à l’étoile centrale, que la distance minimale d’approche est faible et/ou que le disque est étendu. En effet, l’étoile passante transfère plus d’énergie au planétésimal lorsque le passage est proche et que l’étoile est massive. De même, la vitesse de libération permettant au planétésimal de s’échapper est d’autant plus grande que l’étoile centrale est massive.

Les traits pleins sur les figures 3.2 et 3.3 correspondent aux disques dont les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites circulaires et non inclinées les uns par rapport aux autres, c’est-à-dire à des disques qui n’ont pas encore été perturbés par des étoiles ou planètes. Mais dans un amas ouvert de forte densité stellaire, une étoile peut subir plusieurs rencontres proches, ce qui signifie que le disque peut être déjà dynamiquement excité au moment de la rencontre, à cause d’une précédente rencontre stellaire. Nous avons donc voulu déterminer si les taux de purge étaient significativement différents lorsque le disque est initialement excité. Nous avons pour cela lancé une série de simulations en partant d’un disque dynamiquement fortement excité. Les demi-grands axes, excentricités et inclinaisons des planétésimaux, à l’instant initial, sont uniformément distribués, respectivement, entre 40 et 100 UA (ou entre 10 et 40, dans la configuration compacte), entre 0 et 0,95, et entre 0° et 30° . Le nombre de planétésimaux a été porté à 10^5 .

	Orbites initiales des planétésimaux		
$\frac{m_p}{m_c}$	circulaires, non inclinées	excentriques, non inclinées	excentriques, inclinées
4	47 %	63 %	59 %
2	27 %	42 %	38 %
1	12 %	21 %	18 %
0,5	4,9 %	12 %	9,3 %
0,25	1,2 %	6,2 %	4,7 %

TABLEAU 3.2 – Comparaison entre les proportions de planétésimaux expulsés d’un disque de débris pendant un passage stellaire, en fonction de la configuration initiale du disque et du rapport de masse m_p/m_c . La distance minimale d’approche est ici de 200 UA, le mouvement de l’étoile passante est prograde et dans le plan médian du disque. Les demi-grands axes des planétésimaux sont initialement fixés entre 40 et 100 UA ; leur excentricités sont soit fixées à 0 soit entre 0 et 0,95 ; leurs inclinaisons soit à 0° soit entre 0° et 30°.

Ces simulations partant d’un disque dynamiquement excité correspondent sur les figures 3.2 et 3.3 aux points reliés par les traits pointillés. Le tableau 3.2 donne également le résultat de certaines de ces simulations, dans la configuration standard du disque (40-100 UA) et pour une distance minimale d’approche de 200 UA, avec aussi quelques simulations lancées pour des orbites initialement excentriques mais coplanaires. Ces résultats montrent que lorsque le disque est initialement dynamiquement excité, le taux de purge des disques est quelque peu plus élevé, mais sans changer d’ordre de grandeur, et ce malgré un état initial d’excitation très important. Nous avons estimé que la prise en compte de l’état d’excitation dynamique du disque pouvait modifier le taux de purge final (après 100 millions d’années dans l’amas ouvert) au plus d’un facteur deux, ceci dépendant du nombre et de la configuration des rencontres proches. Une telle modification n’a pas beaucoup d’importance lorsqu’il s’agit d’évaluer l’impact du taux de purge sur la production de poussière dans le disque ; il faudrait au moins un facteur dix pour que l’impact sur la détectabilité des disques de débris soit significative. Aussi avons-nous choisi, pour la suite de notre analyse, d’utiliser les résultats des simulations correspondant au disque initialement non excité.

3.1.2.2 Fréquence des rencontres stellaires dans un amas ouvert

Le temps t_{enc} entre deux rencontres stellaires proches, de distance minimum $d < d_{enc}$, dans un amas ouvert, peut être estimé grâce à la théorie cinétique, en prenant en compte l’effet du « gravitational focusing » (Binney and Tremaine, 1987) :

$$\frac{1}{t_{enc}} = 4\sqrt{\pi}n\sigma d_{enc}^2 + \frac{2\sqrt{\pi}G(m_c + m_p)nd_{enc}}{\sigma} \quad (3.1)$$

où n est la densité stellaire et σ est la dispersion de la loi de distribution maxwellienne des vitesses stellaires dans l’amas.

Pour notre modèle (pour plus de détails sur ce modèle, voir Lestrade et al. (2011)), nous avons considéré une décroissance linéaire de la densité stellaire n en fonction du temps t , pendant l’expansion de l’amas (en se basant sur l’étude de Converse and Stahler (2010)), ce qui donne :

$$n = n_0 f_p - (n_0 - n_1) f_p \frac{t}{t_{cl}} \quad (3.2)$$

où f_p est le pourcentage d'étoile correspondant à chaque type spectral, donné dans le tableau 3.3. La densité stellaire décroît ainsi d'une valeur n_0 à $t = 0$ jusqu'à valoir $n_1 = 0,1 \text{ pc}^{-3}$ à $t = t_{cl}$. La valeur finale de $0,1 \text{ pc}^{-3}$ correspond à celle observée dans de vieux amas ouverts (Abt, 2009) ainsi que dans le voisinage solaire. t_{cl} est la durée de vie de l'amas, évaluée à 100 millions d'années (Lada and Lada, 2003).

Type spectral	Intervalle de masse $m_p \text{ (M}_\odot\text{)}$	Pourcentage f_p
M8 - M5	0,10 - 0,21	43,0 %
M4 - M0	0,21 - 0,47	31,5 %
K8 - K0	0,47 - 0,80	12,4 %
G8 - G0 - F0	0,80 - 1,70	8,5 %
A8 - A0	1,70 - 3,20	2,7 %
B8 - B5	3,20 - 6,50	1,3 %

TABLEAU 3.3 – Distribution des types spectraux pour les étoiles passantes, d'après García-Sánchez et al. (2001)

Le nombre de rencontres proches pour une étoile, pour une distance minimale d'approche $d < d_{enc}$, peut être estimé par la phase ϕ :

$$\phi(d < d_{enc}) = \int_0^{t_{cl}} \frac{1}{t_{enc}} dt \quad (3.3)$$

Dans cette formulation, les rencontres stellaires proches de distances minimales d'approche inférieure à d_{enc} (et de vitesse moyenne $4\sigma/\sqrt{\pi}$) intervienne donc à chaque fois que la phase ϕ prend une valeur entière.

Toutes les rencontres stellaires proches ne sont pas efficaces pour vider un disque de débris. Nous avons vu que seules les rencontres progrades et d'inclinaison $i < 45^\circ$ permettent une purge significative ; ces conditions correspondent à un moment cinétique de l'étoile passante (par rapport à l'étoile centrale) faisant un angle inférieur à 45° avec celui du disque. En supposant que la direction du moment cinétique de l'étoile passante est aléatoire, la probabilité d'une telle rencontre proche est de $p = \int_0^{\pi/4} \frac{1}{2} \sin \theta d\theta = \frac{2-\sqrt{2}}{4} \approx 0,15$. Il faut donc environ six rencontres proches pour qu'une ait l'inclinaison i nécessaire pour permettre une purge du disque.

Afin d'estimer la proportion de planétésimaux restant dans un disque de débris après 100 millions d'années, nous pouvons utiliser les équations 3.1, 3.2 et 3.3 pour déterminer la distance minimale d'approche pour laquelle six rencontres stellaires auront lieu pendant la durée de vie de l'amas. L'équation 3.3 devient $\phi(d < d_{enc}) = 6$. Nous l'avons résolue numériquement et avons utilisé les valeurs des figures 3.2 et 3.3 pour évaluer le pourcentage de planétésimaux évacués du disque. Ce calcul ne donne qu'une limite inférieure à la proportion de planétésimaux évacués : d'abord parce que la distance d effective de la rencontre proche peut être inférieure à d_{enc} , et donc avoir un effet plus destructeur sur le disque ; ensuite parce que des rencontres proches à de plus grandes distances minimales d'approche que d_{enc} peuvent avoir lieu et accentuer la purge du disque.

Le calcul est effectué pour chacun des six intervalles de types spectraux listés au tableau 3.3, en utilisant le pourcentage f_p correspondant, quantifiant le fait que si les rencontres avec des étoiles massives sont plus destructrices pour le disque, elles sont aussi plus rares. Puis les

effets de ces six intervalles sont combinés, et le pourcentage de planétésimaux restants dans un disque s'élève donc à $(1 - s_1) \times (1 - s_2) \times \dots \times (1 - s_6)$, où chaque s_i est le pourcentage de planétésimaux purgés, donnés aux figures 3.2 et 3.3 en fonction de la distance minimale d'approche d et du rapport de masse m_p/m_c .

3.1.2.3 Résultats

Nous avons exploré l'espace des paramètres (m_c, n_0) afin de déterminer dans quelles conditions un disque de débris peut être significativement purgé pendant ses 100 premiers millions d'années d'existence. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.4, pour quatre masses stellaires m_c et pour les deux configurations de disque : standard à 40-100 UA (voir la figure 3.4), compact à 10-40 UA (voir la figure 3.5). Nous avons adopté une dispersion moyenne des vitesses stellaires $\sigma = 5 \text{ km.s}^{-1}$ dans l'amas ouvert, suivant les observations de Madsen et al. (2002) et les résultats des simulations de Proszkow and Adams (2009). Concernant la densité stellaire initiale n_0 , nous avons choisi des valeurs allant de 100 à 30 000 pc^{-3} en nous basant sur diverses études : la plupart des amas ont des densités stellaires de l'ordre de $\sim 100 \text{ pc}^{-3}$ (Carpenter, 2000 ; Porras et al., 2003 ; Lada and Lada, 2003), mais la densité stellaire dans l'amas de la nébuleuse d'Orion atteint $\sim 20\,000 \text{ pc}^{-3}$ (Hillenbrand and Hartmann, 1998) ; enfin, Adams and Laughlin (2001) a montré que le Soleil a dû naître dans un amas de densité stellaire $\sim 3000 \text{ pc}^{-3}$.

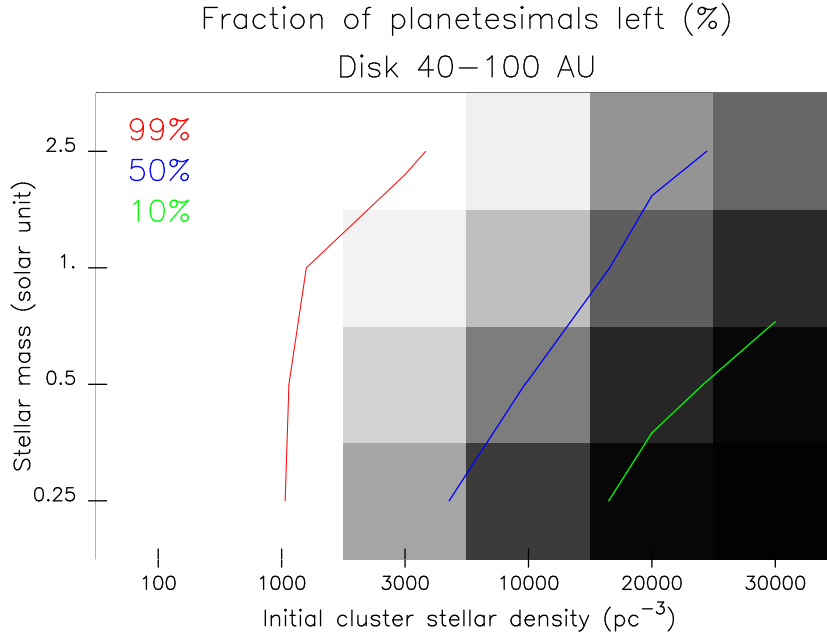


FIGURE 3.4 – Proportions de planétésimaux restants dans un disque de débris après 100 millions d'années de rencontres stellaires proches dans un amas ouvert en expansion, pour différentes masses stellaires m_c (en ordonnée) et densités stellaires initiales n_0 de l'amas (en abscisse). Les données sont celles du tableau 3.4, pour un disque de rayon interne et externe 40-100 UA, et correspondent à des limites supérieures. La couleur noire représente un disque totalement purgé, la blanche un disque non affecté.

Ces résultats montrent qu'une purge significative des disques de débris par des rencontres stellaires n'advient que pour un disque de taille standard (40-100 UA) autour d'une étoile née

Densité stellaire initiale de l'amas n_0 (pc ⁻³)	Masse de l'étoile m_c (M _⊙)	Proportion de planétésimaux restants	
		Disque 40-100 UA	Disque 10-40 UA
100	0,25	100 %	100 %
	0,5	100 %	100 %
	1,0	100 %	100 %
	2,5	100 %	100 %
1000	0,25	100 %	100 %
	0,5	100 %	100 %
	1,0	100 %	100 %
	2,5	100 %	100 %
3000	0,25	< 65 %	100 %
	0,5	< 83 %	100 %
	1,0	< 95 %	100 %
	2,5	100 %	100 %
10 000	0,25	< 23 %	100 %
	0,5	< 49 %	100 %
	1,0	< 75 %	100 %
	2,5	< 94 %	100 %
20 000	0,25	< 3 %	< 97 %
	0,5	< 15 %	100 %
	1,0	< 37 %	100 %
	2,5	< 58 %	100 %
30 000	0,25	< 1 %	< 76 %
	0,5	< 3 %	< 95 %
	1,0	< 16 %	100 %
	2,5	< 40 %	100 %

TABLEAU 3.4 – Proportion de planétésimaux restants dans un disque de débris après 100 millions d'années de rencontres stellaires proches dans un amas ouvert en expansion, pour différentes masses stellaires m_c et densités stellaires initiales n_0 de l'amas. La dispersion moyenne des vitesses stellaires σ est de 5 km.s⁻¹.

dans un amas à forte densité stellaire, de l'ordre de 10^4 pc⁻³ (voir les chiffres du tableau 3.4, ainsi que les figures 3.4 et 3.6). Dans ces amas, les étoiles les moins massives peuvent voir leurs disques de débris totalement purgés, et même les disques autour d'étoiles massives sont affectés. Ces résultats sont en accord avec ceux de Spurzem et al. (2009), qui montre que dans un amas de type Orion, des rencontres stellaires peuvent arracher des planètes à leur étoile sur une échelle de temps de l'ordre de 10^8 ans, laissant des planètes flottantes dans l'environnement interstellaire. A contrario, dans les amas à faible densité stellaire, où $n_0 < 1000$ pc⁻³, les rencontres stellaires proches ont peu d'effet sur les disques, même ceux situés autour des étoiles de faible masse. Dans le tableau 3.4, la densité initiale critique, celle où les disques de taille standard commencent à perdre leurs planétésimaux, est de $n_0 = 3000$ pc⁻³, ce qui correspond à l'environnement dans lequel est né le Soleil. En revanche, les disques compacts (10-40 UA) sont presque insensibles aux rencontres stellaires dans les amas, même denses (voir la figure 3.5). La prise en compte de l'état d'excitation dynamique des disques de débris ou de la ségrégation de masse dans les amas ne changent pas qualitativement ces résultats.

Un calcul simple (voir Lestrade et al., 2011) basé sur le catalogue de Lada and Lada (2003)

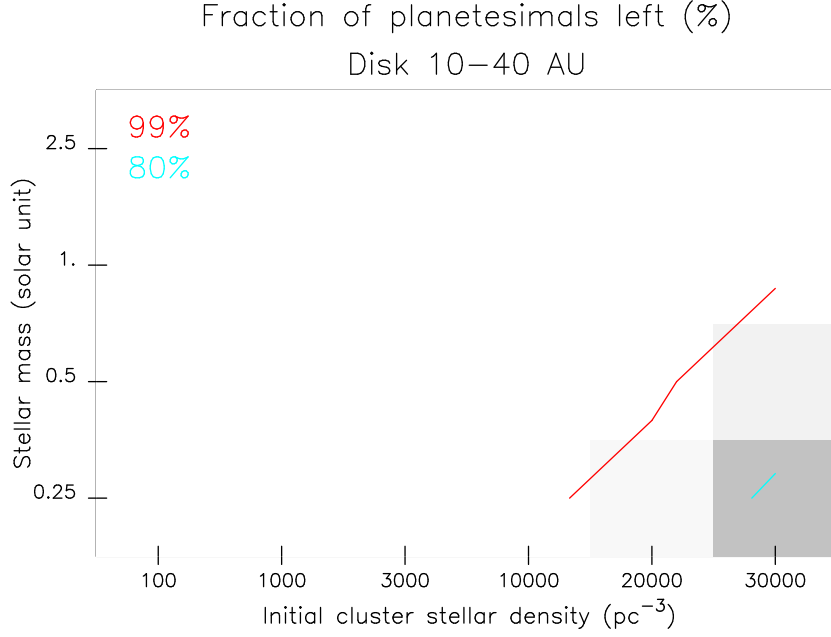


FIGURE 3.5 – Proportions de planétésimaux restants dans un disque de débris après 100 millions d’années de rencontres stellaires proches dans un amas ouvert en expansion, pour différentes masses stellaires m_c (en ordonnée) et densités stellaires initiales n_0 de l’amas (en abscisse). Les données sont celles du tableau 3.4, pour un disque de rayon interne et externe 10-40 UA, et correspondent à des limites supérieures. La couleur noire représente un disque totalement purgé, la blanche un disque non affecté.

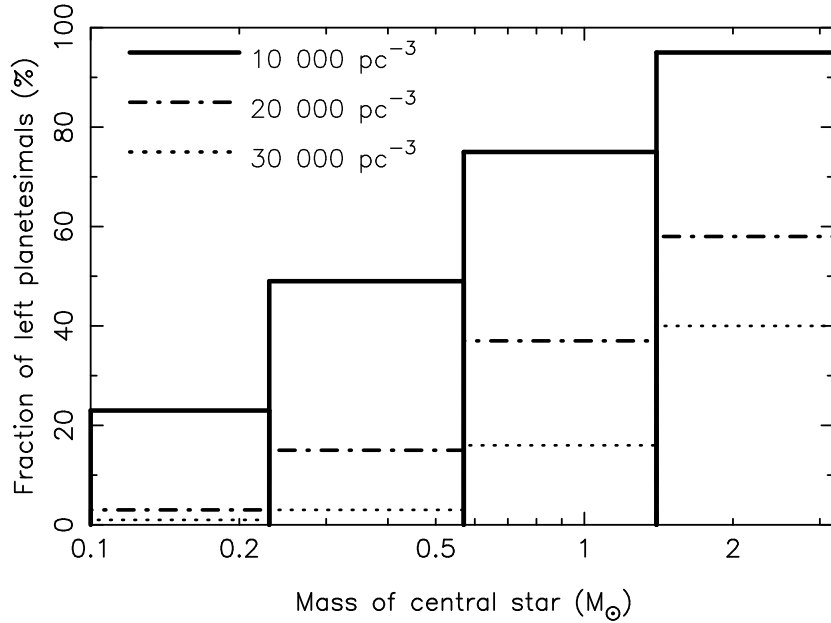


FIGURE 3.6 – Proportions de planétésimaux restants dans un disque de débris après 100 millions d’années de rencontres stellaires proches dans un amas ouvert en expansion, pour différentes masses stellaires m_c et densités stellaires initiales n_0 de l’amas. Les pourcentages sont ceux du tableau 3.4, pour un disque de rayon interne et externe 40-100 UA, et correspondent à des limites supérieures. Les quatres intervalles en abscisse correspondent aux types spectraux M8-M5, M4-M0, KGF et A.

permet d'estimer qu'environ deux tiers des étoiles de la Voie Lactée sont nées dans des amas de forte densité stellaire, semblables à celui d'Orion. Les disques de débris autour de ces étoiles sont donc susceptibles d'avoir été totalement ou partiellement purgés par des rencontres stellaires, pendant les premières dizaines de millions d'années de leur existence.

Le tableau 3.4 (ainsi que la figure 3.6) montre également que la proportion de planétésimaux restant dans le disque dépend significativement de la masse de l'étoile centrale m_c . En effet, les rencontres stellaires seront plus destructrices pour les disques autour d'étoiles de type M, qui rencontreront surtout des étoiles plus massives qu'elles. De la même manière, les étoiles de type A rencontrant essentiellement des étoiles moins massives, les disques autour de ces étoiles seront mieux préservés. Un disque partiellement purgé produisant moins de poussière, les disques autour des étoiles M nées dans un amas dense seront donc plus difficiles à détecter depuis la Terre. Ce qui correspond bien aux résultats actuels des relevés de disques de débris, avec des taux de détection de 32 % pour les étoiles A, 16 % pour les étoiles FGK et ≤ 5 % pour les étoiles de type M (voir Lestrade et al., 2009).

Les rencontres stellaires proches peuvent donc avoir un impact direct important sur les disques de débris, au début de leur vie, lorsque leur étoile-hôte est encore dans l'amas ouvert qui l'a vue naître, si cet amas est suffisamment dense. Compte tenu du nombre important d'étoiles nées dans des amas de forte densité stellaire, ces rencontres proches entre étoiles peuvent être un élément d'explication aux différences observées du taux de détection des disques de débris en fonction du type spectral. En revanche, dans un environnement stellaire tel que celui dans lequel se trouve aujourd'hui le Soleil, les passages stellaires n'ont pas d'effets directs notables sur les disques de débris.

3.2 Effets indirects des passages stellaires, via les nuages de Oort, sur les disques de débris

Nous avons ensuite envisagé la possibilité qu'un passage stellaire puisse avoir un effet indirect sur l'observabilité des disques de débris. Dans le cas du Système solaire, nous savons que les rencontres stellaires proches peuvent perturber le nuage de Oort et diriger des comètes vers la zone où orbitent les planètes. Nous avons étudié la capacité de ces « pluies cométaires » à engendrer assez de collisions avec les planétésimaux du disque de débris pour produire une quantité de poussière observable.

3.2.1 Le nuage de Oort

L'existence du nuage de Oort a été proposée par Oort en 1950 afin d'expliquer les caractéristiques orbitales des comètes à longue période (Oort, 1950). C'est un des deux réservoirs de comètes du Système solaire, l'autre étant la ceinture de Kuiper. Ces comètes sont placées sur des orbites très excentriques, d'inclinaisons aléatoires, avec des demi-grands axes très grands, pouvant atteindre un demi-parsec. Sa masse totale est de l'ordre de quelques masses terrestres (Dones et al., 2004). Les passages stellaires proches, le champ de marée galactique et la friction du gaz interstellaire perturbent régulièrement le nuage, modifiant les orbites des comètes qui le composent (Collins and Sari, 2010). Certaines de ces comètes peuvent ainsi être dirigées vers la région intérieure du Système solaire, où gravitent les planètes, et nous devenir visibles.

Le nuage de Oort s’est formé au début de l’histoire du Système solaire, à partir de planétésimaux non accrétés. Hormis ceux situés dans la ceinture d’astéroïdes et dans celle de Kuiper, ces planétésimaux, subissant les perturbations gravitationnelles des planètes géantes, ont été pour la plupart éjectés du Système solaire ou détruits par collision. Une partie d’entre eux a néanmoins été préservée, et a formé le nuage de Oort, en deux étapes. La première étape a vu l’énergie gravitationnelle de ces planétésimaux augmenter du fait des perturbations planétaires, augmentant de ce fait le demi-grand axe de leur orbite, pendant que leur périhélie restait à peu près constant, les ramenant régulièrement dans la région des planètes géantes. Si les planètes avaient été les seuls objets perturbateurs, ce processus se serait poursuivi jusqu’à ce que les planétésimaux soient éjectés dans le milieu interstellaire. Cependant, lorsque leur demi-grand axe devient assez grand, l’influence gravitationnelle des étoiles proches et du disque galactique permet de « sauver » ces planétésimaux, en augmentant leur périhélie sans beaucoup modifier leur demi-grand axe. Ainsi protégés des perturbations planétaires, les planétésimaux voient leurs orbites stabilisées (pour plus de détails sur ce processus, voir Duncan et al. (1987) et Dones et al. (2004)).

Le nuage de Oort est traditionnellement divisé en un nuage interne (parfois appelé nuage de Hills) et un nuage externe, la limite entre les deux correspondant à des demi-grands axes d’environ 20 000 UA. Hills (1981) a montré que cette division est en fait un artefact observationnel. Dans la partie externe du nuage, la fréquence des passages stellaires proches (c’est-à-dire assez proches pour perturber les orbites cométaires) est grande par rapport aux fréquences orbitales des planétésimaux, et les effets des marées galactiques y sont les plus forts, ce qui assure un flux de comètes assez constant vers le Système solaire interne. Dans la partie interne du nuage, il faut un passage stellaire très proche (donc plus rare) pour perturber significativement les comètes et en envoyer vers le Système solaire interne. C’est ce qu’on appelle une « pluie cométaire » (*comet shower*). Du fait de leur relativement courte période de révolution autour du Soleil, ces comètes reviendront fréquemment dans le Système solaire interne, et seront progressivement détruites (par éjection ou collision) (Yabushita, 1979). Du fait de la plus forte densité du nuage de Oort interne (Duncan et al., 1987), le flux cométaire correspondant à une « pluie cométaire » est plus important que le flux constant issu du nuage de Oort externe. Le nuage de Oort interne envoie donc, rarement, des pluies cométaires intenses vers le Système solaire interne, tandis que le nuage externe envoie de façon continue un flux plus faible de comètes.

3.2.2 Équivalents extrasolaires du nuage de Oort

L’universalité des mécanismes de formation stellaire, de la présence de planètes et de disques de débris autour d’autres étoiles que le Soleil laisse penser que la présence d’équivalents du nuage de Oort autour de ces étoiles est possible (Bonsor and Wyatt, 2012). Ces « exo-nuages de Oort » pourraient également envoyer des pluies cométaires vers leurs étoiles-hôtes. Si celles-ci abritent également un disque de débris, des collisions pourraient se produire entre les planétésimaux du disque et les comètes du nuage. Nous avons étudié ces « exo-nuages de Oort » afin de déterminer s’ils pouvaient contenir significativement plus de comètes que celui qui entoure le Soleil, et ensuite si ces nuages pouvaient générer des pluies cométaires suffisamment intenses pour augmenter la production de poussière d’un disque et donc son observabilité depuis la Terre.

Tout d’abord, nous avons effectué des simulations numériques pour tester le mécanisme de « soulèvement » des planétésimaux menant à la formation du nuage de Oort, comme nous l’avons décrit plus haut. Une première série de simulations a consisté à placer une planète au

milieu d'un disque afin d'en exciter les planétésimaux, suite à des rencontres proches, et d'en amener certains à de grandes excentricités, dans le but de simuler, de manière simplifiée, la première étape de la formation du nuage de Oort. Puis nous avons simulé un passage stellaire proche en milieu de simulation ; pour ce faire, nous avons ajouté à la vitesse de chaque planétésimal une vitesse Δv due à la perturbation gravitationnelle de l'étoile passante. Cette vitesse additionnelle s'écrit (Hills, 1981), dans le référentiel ayant l'étoile centrale pour origine :

$$\Delta v = \frac{2Gm_p}{v_p} \left(\frac{1}{d_c} - \frac{1}{d_*} \right) \quad (3.4)$$

où m_p et v_p sont la masse et la vitesse de l'étoile passante, d_* la distance minimale d'approche entre les deux étoiles et d_c la distance minimale d'approche entre l'étoile passante et le planétésimal. Lorsque d_c est de l'ordre de quelques milliers d'UA, ces simulations nous ont permis de constater que la perturbation de l'étoile passante permettait effectivement de stabiliser l'orbite de quelques planétésimaux orbitant loin de l'étoile centrale, en augmentant leur apoastre et en les préservant ainsi des perturbations dues à la planète.

Une autre série de simulations-tests a consisté à simuler un nuage de Oort en plaçant les planétésimaux sur des orbites excentriques et aléatoirement inclinées, avec de très grands demi-grands axes (entre 1 000 et 15 000 UA). Lorsque les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites les amenant à quelques unités astronomiques de l'étoile centrale ($e > 0,996$), nous avons pu constater que les passages stellaires permettaient d'augmenter le périastre d'une partie d'entre eux (jusqu'à un facteur cent), ce qui correspond à la deuxième étape de la formation du nuage de Oort (voir figure 3.7). A contrario, lorsque le périastre initial des planétésimaux est de plusieurs centaines d'unités astronomiques ($e < 0,5$), le passage stellaire parvient bien à faire diminuer le périastre d'une petite partie d'entre eux, ce qui correspond au scénario des pluies cométaires. Nous avons ainsi pu, grâce aux simulations, constater que le mécanisme de formation du nuage de Oort, ainsi que le mécanisme des pluies cométaires, étaient généralisables à d'autres systèmes stellaires.

Nous avons ensuite cherché à déterminer si un système stellaire dont l'étoile ou les planètes auraient des masses différentes de celle du Système solaire pouvait générer un nuage de Oort plus massif. La première étape de la formation du nuage de Oort implique que des planétésimaux soient placés sur des orbites excentriques à grands demi-grands axes du fait des perturbations planétaires. Cela passe par des rencontres proches entre planétésimaux et planètes, dont l'efficacité dépend des masses de la planète et de l'étoile. Nous avons donc lancé plusieurs simulations, en faisant orbiter une planète au sein d'un disque, afin de maximiser les probabilités de rencontres proches avec des planétésimaux, et d'en envoyer une partie vers le nuage de Oort. Ce n'est certes pas représentatif de la diversité des systèmes planétaires possibles, mais cela permet de nous concentrer sur l'effet des rencontres proches entre planètes et planétésimaux, et de comparer l'effet des masses planétaires et stellaires sur ces rencontres.

Nous avons testé trois masses stellaires (une étoile A de $2,5 M_\odot$; une étoile G de $1 M_\odot$; une étoile M de $0,25 M_\odot$) et trois masses planétaires (une Jupiter de $317 M_\oplus$; une Neptune de $17 M_\oplus$; une superTerre de $4 M_\oplus$). La planète a un demi-grand axe de 5,2 UA et une excentricité de 0,5. Elle orbite au sein du disque, qui s'étend de 3 à 9 UA de l'étoile centrale ; ces chiffres ont été choisis afin de permettre à tous les planétésimaux du disque de s'approcher de la planète. Les planétésimaux du disque ont une excentricité et une inclinaison initiales respectivement comprises entre 0 et 0,3 et entre 0° et 1° . La durée physique des simulations est de 1 million d'années.

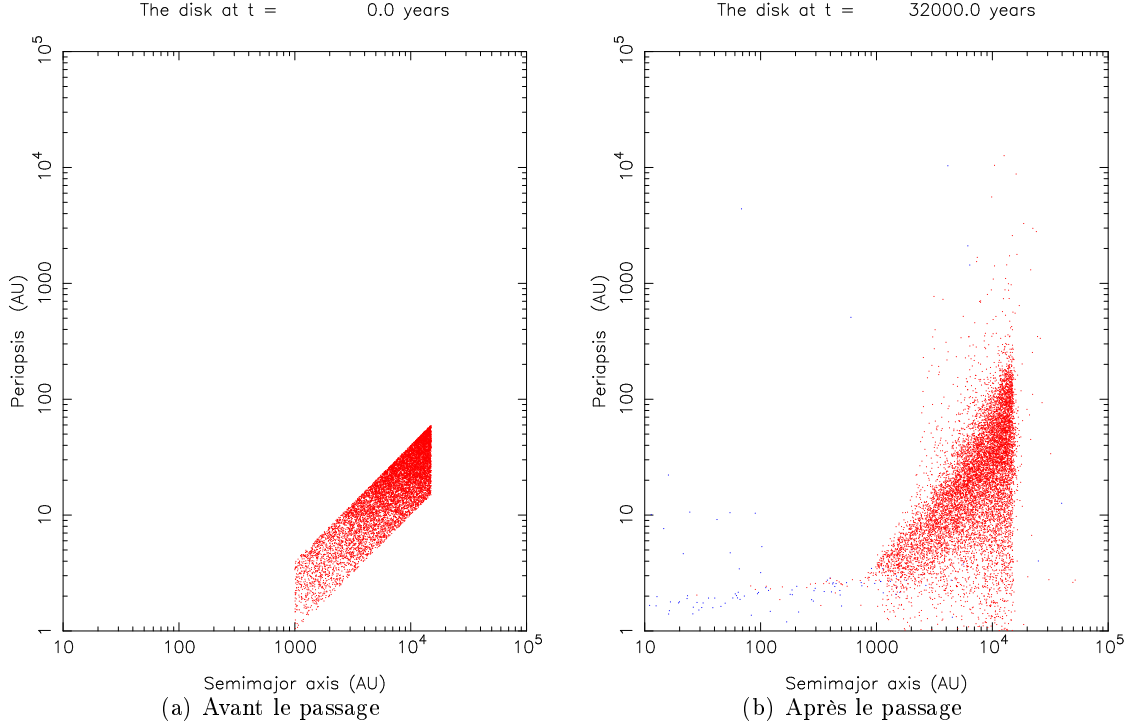


FIGURE 3.7 – Diagramme périastre-demi-grand axe illustrant la seconde étape de la formation du nuage de Oort. Perturbés par des planètes, les planétésimaux sont initialement sur des orbites très excentriques et aléatoirement inclinées, avec des périastres allant de 1 à 60 UA, autour d’une étoile de masse solaire. Un passage stellaire, d’une étoile également de masse solaire, permet d’augmenter le périastre de quelques planétésimaux et les préserve donc de nouvelles perturbations planétaires. La distance minimale entre les deux étoiles, en milieu de simulation ($t = 16\,000$ ans), est de 5 000 UA. Les points bleus représentent les planétésimaux éjectés du système.

La deuxième étape de la formation du nuage de Oort consiste en la stabilisation des orbites des planétésimaux par des passages stellaires proches. Plutôt que de simuler aléatoirement ces passages, nous avons préféré comptabiliser les planétésimaux qui « passent » par le nuage de Oort, c’est-à-dire qui atteignent des distances comparables à celles qui séparent les étoiles. Une partie de ces planétésimaux est stabilisée par les passages stellaires. La comparaison entre les résultats des différentes simulations permet donc d’évaluer la taille finale des nuages de Oort les uns par rapport aux autres, en partant du principe que les environnements stellaires sont comparables. Ces simulations n’ont donc d’intérêt que dans un cadre comparatif, ce qui est ici suffisant, mais ne donne pas de valeur absolue de la population de planétésimaux conservés. Nous avons considéré qu’un planétésimal faisait partie du nuage de Oort lorsque son apoastre est supérieur à 2000 UA. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.5.

Ces résultats montrent que plus la planète est massive et moins l’étoile l’est, plus les planétésimaux seront susceptibles d’être rejetés vers le nuage de Oort. Mais elle montre aussi que la configuration du Système solaire (Jupiter autour d’une étoile G) est très efficace pour former un nuage de Oort ; en effet, dans ce cas, 42 % sont passés par le nuage. Seule une planète d’une masse jovienne autour d’une étoile M fait mieux (49 %), mais l’ordre de grandeur est le même. Dans un environnement stellaire comparable, les nuages de Oort finalement créés compteront un nombre équivalent de comètes. Créer un nuage de Oort d’au moins un ordre

	Étoile A	Étoile G	Étoile M
Jupiter	Oort final : 3,5 % Oort cumulé : 28 % Éjectés : 56 %	Oort final : 3,8 % Oort cumulé : 42 % Éjectés : 79 %	Oort final : 1,8 % Oort cumulé : 49 % Éjectés : 96 %
Neptune	Oort final : 0 % Oort cumulé : 0,16 % Éjectés : 2,4 %	Oort final : 0,06 % Oort cumulé : 0,52 % Éjectés : 3,5 %	Oort final : 0,7 % Oort cumulé : 7,2 % Éjectés : 10,4 %
superTerre		Oort final : 0 % Oort cumulé : 0,02 % Éjectés : 1,3 %	

TABLEAU 3.5 – Formation de nuages de Oort, suite à la perturbation d’un disque de débris par une planète. Les masses stellaires sont : A = 2,5 M_{\odot} , G = 1 M_{\odot} , M = 0,25 M_{\odot} . Les masses planétaires sont : Jupiter = 317 M_{\oplus} , Neptune = 17 M_{\oplus} , superTerre = 4 M_{\oplus} . « Oort final » indique le nombre de planétésimaux situés dans le nuage de Oort (apoastre > 2000 UA) à la fin de la simulation (10^6 ans). « Oort cumulé » indique le nombre de planétésimaux étant passés par le nuage de Oort à un moment ou à un autre de la simulation, et donc ayant eu la possibilité d’y être stabilisé par un passage stellaire proche. « Éjectés » indique le nombre de planétésimaux éjectés du système à la fin de la simulation.

de grandeur plus massif que celui du Système solaire en changeant les paramètres du Système stellaire interne ne semble donc pas possible.

3.2.3 Pluies cométaires et disques de débris

Nous avons ensuite estimé l’effet d’une pluie cométaire provenant d’un nuage de Oort sur la production de poussière dans un disque de débris. Nous avons effectué un calcul simple, ne donnant qu’un ordre de grandeur de la poussière produite par une pluie cométaire. Nous avons délibérément choisi des hypothèse favorables, afin d’obtenir une estimation haute de cette production de poussière.

Le nombre n de collisions entre les comètes issues d’une pluie cométaire et les planétésimaux d’un disque de débris, pendant la durée de vie de la poussière, peut s’estimer de la façon suivante :

$$n = P N_{pl} I t_d = \frac{S_{pl}}{S_{disk}} I t_d \quad (3.5)$$

où P est la probabilité d’un impact entre une comète et un planétésimal, N_{pl} le nombre de planétésimaux du disque, S_{pl} la somme totale des sections de ces planétésimaux, S_{disk} la surface du disque de débris, I l’intensité de la pluie cométaire, c’est-à-dire le nombre annuel de comète arrivant du nuage vers le disque, et t_d la durée de vie de la poussière. Le rapport $\frac{S_{pl}}{S_{disk}}$ peut se lire comme l’équivalent d’une section efficace, donnant la probabilité, pour une comète, d’entrer en collision avec un planétésimal quelconque du disque.

Pour l’intensité de la pluie cométaire, nous nous sommes référé à Hills (1981). Il estime de l’ordre de 10^4 le nombre annuel de comète pénétrant dans la région interne du Système solaire, avec un périhélie q inférieur à 2 UA, pendant une pluie cométaire. Cette intensité I est directement proportionnelle au périhélie q (voir Hills, 1981). Le nombre de comète passant à travers un disque d’un rayon externe de 100 UA pendant une pluie cométaire provenant d’un nuage de Oort analogue à celui du Système solaire est donc de l’ordre de 5×10^5 par an.

La surface du disque s'écrit simplement comme

$$S_{disk} = \pi r_{ext}^2 \quad (3.6)$$

où r_{ext} est le rayon externe du disque de débris (sa limite interne n'est pas ici prise en compte).

Pour estimer la surface totale des sections des planétésimaux du disque, nous avons fait l'hypothèse que les planétésimaux du disque sont dans un état de cascade collisionnelle à l'équilibre (Dohnanyi, 1969). Avec cette hypothèse, le nombre dN de planétésimaux dont le rayon moyen est compris entre a et $a + da$ s'écrit :

$$dN = N_0 a^{-7/2} da \quad (3.7)$$

où N_0 est un facteur de normalisation. Leur section dS et leur masse dM s'écrivent donc :

$$dS = \pi a^2 dN = \pi N_0 a^{-3/2} da \quad (3.8)$$

$$dM = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho dN = \frac{4}{3} \pi \rho N_0 a^{-1/2} da \quad (3.9)$$

où ρ est la masse volumique moyenne des planétésimaux.

On peut donc relier N_0 à la masse totale du disque M_{disk} :

$$M_{disk} \cong \frac{8}{3} \pi \rho N_0 \sqrt{a_{max}} \quad (3.10)$$

où a_{max} est la taille maximale des planétésimaux du disque. On peut ensuite en déduire la surface totale S_{pl} des N_{pl} planétésimaux du disque :

$$S_{pl} = \frac{2\pi N_0}{\sqrt{a_{min}}} = \frac{3M_{disk}}{4\rho\sqrt{a_{min}a_{max}}} \quad (3.11)$$

$$N_{pl} \cong \frac{2}{5} N_0 a_{min}^{-5/2} = \frac{3M_{disk} a_{min}^{-5/2}}{20\pi\rho\sqrt{a_{max}}} \quad (3.12)$$

où a_{min} est la taille minimale des planétésimaux dont la collision avec une comète peut être destructrice (et donc productrice de poussière).

Le nombre n de collisions dans le disque pendant la durée de vie de la poussière s'écrit donc :

$$n = \frac{3M_{disk}}{4\rho\sqrt{a_{min}a_{max}}} \frac{I t_d}{\pi r_{ext}^2} \quad (3.13)$$

En prenant $M_{disk} = 35 M_{\oplus}$, $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $a_{min} = 100 \text{ m}$, $a_{max} = 100 \text{ km}$, $r_{ext} = 100 \text{ UA}$, $I = 10^6$ comètes par an et $t_d = 25$ millions d'années (échelle de temps pour qu'un grain de poussière de $10 \mu\text{m}$, de masse volumique 1 g.cm^{-3} à 60 UA d'une étoile de type solaire soit évacué du disque par effet Poynting-Robertson), on obtient $n = 1,76 \times 10^6$.

En considérant que ces collisions sont intégralement destructrices, et que la distribution de taille des résidus de ces collisions correspond à une cascade collisionnelle à l'équilibre, on peut reprendre les équations 3.7 et 3.9 pour décrire ces résidus de collisions :

$$dN' = N_d a^{-7/2} da \quad (3.14)$$

$$dM' = \frac{4}{3}\pi\rho N_d a^{-1/2} da \quad (3.15)$$

où dN' et dM' représentent la distribution en nombre et en masse des planétésimaux et grains issus des collisions dues à la pluie cométaire. N_d est ici un nouveau facteur de normalisation.

La masse totale M_{rc} des résidus de ces collisions, en supposant que la masse volumique est la même pour les planétésimaux et les comètes, et que ces dernières ont un rayon unique r_c , se déduit de la masse totale des planétésimaux et comètes impliqués dans les collisions (respectivement $M_{rc,pl}$ et $M_{rc,c}$), ainsi que de l'équation 3.15 :

$$M_{rc} = M_{rc,pl} + M_{rc,c} = \frac{8}{3}\pi\rho N_d \sqrt{r_c} \quad (3.16)$$

avec

$$M_{rc,c} = n \frac{4}{3}\pi\rho r_c^3 \quad (3.17)$$

$$M_{rc,pl} = M_{disk} \frac{n}{N_{pl}} = n \frac{20\pi}{3} \rho \sqrt{a_{max}} a_{min}^{5/2} \quad (3.18)$$

On peut donc en déduire que

$$N_d = n \frac{5\sqrt{a_{max}} a_{min}^{5/2} + r_c^3}{2\sqrt{r_c}} \quad (3.19)$$

Dès lors, la masse totale M_{dust} de poussière issue des collisions dues à la pluie cométaire s'écrit :

$$M_{dust} = \int_{d_{min}}^{d_{max}} \frac{4}{3}\pi\rho N_d a^{-1/2} da = \frac{8}{3}\pi\rho N_d \sqrt{d_{max}} \quad (3.20)$$

où d_{min} et d_{max} sont les tailles minimale et maximale des grains de poussières observables. En prenant $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $r_c = 1 \text{ km}$ et $d_{max} = 10 \text{ cm}$, on obtient une masse totale de poussière de $8,5 \times 10^{16} \text{ kg}$, soit $1,2 \times 10^{-6}$ masse lunaire. Une telle masse de poussière est bien trop faible pour être détectable depuis la Terre, elle est en outre plusieurs ordres de grandeur en dessous de la poussière qu'un disque d'une masse totale de $35 M_{\oplus}$ produit du seul fait des collisions entre ses propres planétésimaux.

Nous avons vu que les nuages de Oort autour d'autres étoiles que le Soleil, s'ils existent, ne sont probablement pas significativement plus massifs que celui du Système solaire. En outre, même en envisageant des hypothèses favorables, une pluie cométaire issue d'un « exo-nuage de Oort » ne semble pas pouvoir augmenter de façon significative la production de poussière dans un disque de débris. Nous pouvons finalement conclure que les passages stellaires proches, dans un environnement du type du voisinage solaire, ne peuvent pas perturber de façon notable un disque de débris.

Chapitre 4

Interactions disque-étoile : systèmes binaires

Une étude menée par Rodriguez and Zuckerman (2012) a montré qu'environ un quart des systèmes stellaires abritant un disque de débris étaient des systèmes binaires, ou multiples, alors qu'environ la moitié des systèmes stellaires sont multiples. Ils ont également constaté que la distribution des distances de séparation entre les étoiles des systèmes multiples abritant des disques de débris détectés est différente de la distribution générale de ces distances établie par Duquennoy and Mayor (1991) : les systèmes binaires dont la distance de séparation est de l'ordre de 1 à 100 UA ont relativement moins de disques de débris. Les situations les plus communes semblent donc être des disques circumbinaires dans le cas des binaires serrées, ou des disques circumstellaires dans le cas de binaires très séparées (Trilling et al., 2007 ; Kennedy et al., 2012). Dans les cas intermédiaires, les disques de débris semblent efficacement purgés.

4.1 Disque de débris et système binaire coplanaires

Nous nous sommes intéressé au cas d'un disque autour d'une étoile, dans un système binaire à longue période ; nous avons voulu savoir quels sont les éléments orbitaux permettant à un compagnon stellaire orbitant à l'extérieur du disque de l'exciter dynamiquement ou de le purger. Dans le cas où l'orbite de l'étoile compagnon est dans le plan médian du disque, nous avons mené deux séries de simulations afin de tester plusieurs demi-grands axes et excentricités, correspondant à des périastres allant de 200 à 7 000 UA, pour un disque de débris dont le rayon extérieur est de 100 UA.

La distribution des périodes orbitales des étoiles binaires obtenue par Duquennoy and Mayor (1991) est une distribution lognormale qui s'étend, pour les binaires à longue période, jusqu'à $\sim 10^{10}$ jours, ce qui correspond à des demi-grands axes de quelques dizaines de milliers d'UA. La distribution des excentricités orbitales qu'ils ont trouvé pour les étoiles binaires à longue période (> 1000 jours) est de $f(e) = 2e$, ce qui signifie que des excentricités élevées sont courantes parmi ces systèmes binaires, ce qui peut amener à des périastres relativement petits.

Nous avons mené une première série de simulations afin de tester le cas où l'étoile compagnon n'aurait d'effet sur le disque de débris qu'au moment de son périastre. Pour cela, nous avons fixé le demi-grand axe de l'orbite de l'étoile compagnon autour de la première à 10 000 UA

(soit une période d'environ $2,6 \times 10^8$ jours), ce qui correspond à la séparation observée dans les systèmes binaires les moins serrés (Duquennoy and Mayor, 1991). Nous avons testé plusieurs excentricités orbitales e_* pour l'étoile compagne, de 0,3 à 0,95, ce qui correspond à des périastres allant de 500 UA à 7 000 UA. Nous avons également testé plusieurs masses stellaires.

Les rayons internes et externes initiaux du disque sont fixés à 40 et 100 UA. L'épaisseur du disque est de 1 UA sur son bord interne et de 2,8 UA sur son bord externe, ce qui correspond à un angle d'ouverture de 2° . Les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites circulaires. La densité surfacique du disque décroît avec la distance r à l'étoile centrale comme r^{-1} . Le plan orbital de la seconde étoile est confondu avec le plan médian du disque ; son mouvement est prograde par rapport à celui des planétésimaux. Le disque est constitué de 20 000 planétésimaux ; la durée physique de chaque simulation est de 50 millions d'années, soit 70,7 périodes de l'étoile compagne. Le pas de temps est d'une demi-année.

t (Myr)	m_* (M_\odot)	e_*	q_* (UA)	$\langle e_{pl} \rangle$	$\sigma_{e_{pl}}$
10	1	0,3	7 000	10^{-4}	$5,7 \times 10^{-5}$
	1	0,65	3 500	$6,8 \times 10^{-4}$	$3,9 \times 10^{-4}$
50	1	0,825	1 750	0,019	0,010
	1	0,9	1 000	0,062	0,028
	1	0,925	750	0,084	0,023
	0,5			0,070	0,036
	0,25			0,039	0,022
	0,1			0,016	$9,1 \times 10^{-3}$
	1	0,95	500	0,095	0,039
	0,5			0,13	0,039
	0,25			0,099	0,051
	0,1			0,043	0,025

TABLEAU 4.1 – Moyennes et écarts-type des excentricités des planétésimaux e_{pl} d'un disque au sein d'un système binaire, en fonction de l'excentricité e_* de l'orbite de l'étoile compagne, à la fin de chaque simulation, dont la durée physique t est donnée dans le tableau. Le demi-grand axe a_* de l'étoile-compagne est de 10 000 UA pour chacune de ces simulations. La masse de l'étoile centrale est d'une masse solaire, celle m_* de l'étoile compagne est donnée dans le tableau. Le plan médian du disque et le plan orbital de l'étoile compagne sont confondus.

Les moyennes et écarts-type des excentricités orbitales des planétésimaux à l'issue des simulations sont données dans le tableau 4.1. Les inclinaisons orbitales des planétésimaux ne sont pas affectées, et aucun planétésimal n'est éjecté du disque durant cette première série de simulations. Au-delà de 1750 UA, aucune structure n'apparaît dans le disque pendant la durée de la simulation. En deçà, un mouvement de précession des orbites des planétésimaux a lieu, ce qui se traduit par une asymétrie du disque, qui n'est plus centré sur l'étoile. Lorsque le périastre est de 1000 UA, le centre géométrique apparent du disque est situé à 10 UA de l'étoile centrale. L'excentricité maximale atteinte par les planétésimaux sur le bord externe du disque (100 UA) est de 0,04 lorsque le périastre est de 1750 UA, de 0,11 lorsque le périastre est de 1000 UA, de 0,13 lorsque le périastre est de 750 UA et de 0,2 lorsque le périastre est de 500 UA.

Dans ce dernier cas, l'asymétrie du disque apparaît plus rapidement, dès les premiers millions d'années de la simulation. La fréquence du mouvement de précession des planétésimaux

variant avec leurs demi-grands axes, une structure spirale assez fine se forme dans le disque, très visible à la fin de la simulation (voir figure 4.1).

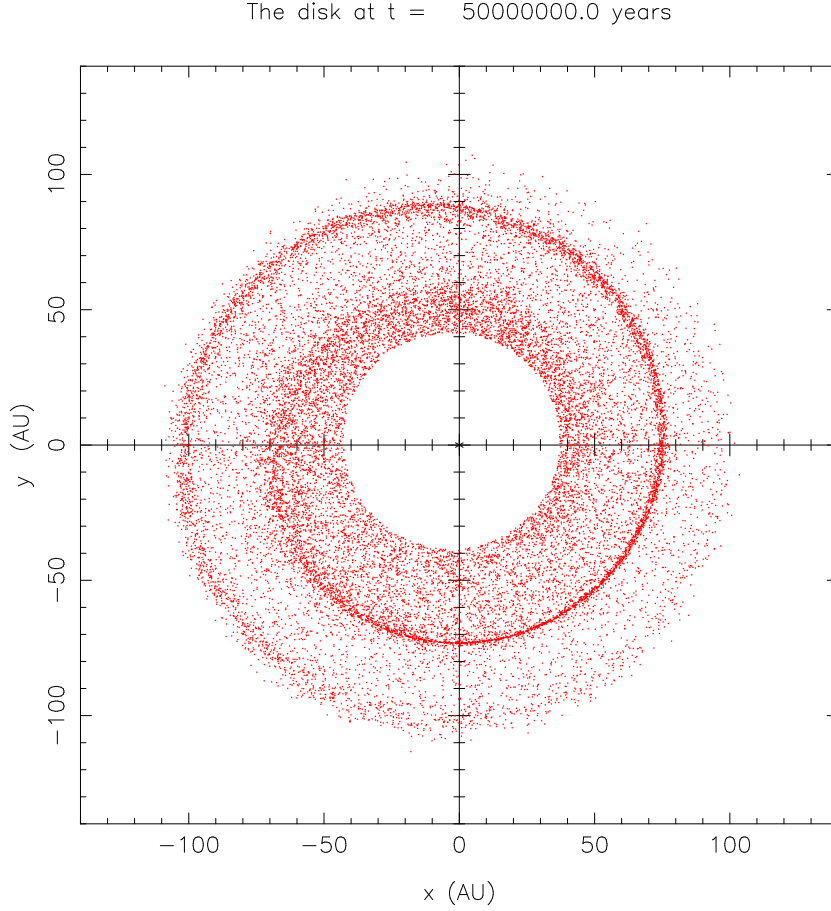


FIGURE 4.1 – Position des planétésimaux dans le disque, perturbé par une étoile d’un demi-grand axe de 10 000 UA et d’un périastre de 500 UA, à la fin de la simulation (5×10^7 ans). Les deux étoiles ont une masse solaire. Le mouvement de précession des orbites des planétésimaux, dû à l’influence gravitationnelle de l’étoile, fait apparaître une structure spirale dans le disque, avec des surdensités locales propices à la production de poussière.

Des simulations lancées avec des masses plus faibles pour la seconde étoile ($0,5 M_{\odot}$, $0,25 M_{\odot}$ et $0,1 M_{\odot}$), pour des périastres de 750 et 500 UA, nous ont permis d’évaluer l’effet de la masse du compagnon stellaire. Les mêmes effets d’asymétrie apparaissent, mais plus lentement (au bout d’une à quelques dizaines de millions d’années). La structure spirale n’apparaît pas avec ces masses stellaires.

Le tableau 4.1 montre que des excentricités moyennes de l’ordre de quelques 10^{-2} dans le disque apparaissent lorsque le périastre de l’étoile compagnon est inférieur à $\sim 3\,000$ UA. Au delà de ces valeurs d’excentricités, les collisions entre planétésimaux du disque deviennent destructrices et donc productrices de poussière (Stern, 1996 ; Wyatt, 2008 ; Mustill and Wyatt, 2009) (voir aussi la partie 5.2.1). La présence d’un compagnon stellaire à longue période peut donc être l’élément déclencheur de la cascade collisionnelle dans un disque de débris.

Dans cette série de simulations, la très longue période de l’étoile compagnon implique une

très lente évolution du disque du fait de ses perturbations gravitationnelles. Le disque n'a donc pas atteint son état d'équilibre à l'issue de nos simulations. Nous avons donc lancé une deuxième série de simulations, avec des périodes stellaires plus courtes.

Les paramètres initiaux du disque (dimensions, densité surfacique) sont les mêmes que ceux de la première série de simulations. Le plan médian du disque et le plan orbital de l'étoile compagnon sont confondus. Les deux étoiles ont chacune une masse solaire. Nous avons testé deux valeurs possibles de l'excentricité (0,2 et 0,7) et sept valeurs du périastre de l'orbite de l'étoile compagnon (de 200 à 3000 UA, voir le tableau 4.2 : au-delà de 3000 UA, la précédente série de simulation montrait que le disque n'était quasiment pas affecté). Les demi-grands axes correspondants sont donc compris entre 250 et 10 000 UA, et les périodes de révolution correspondantes s'échelonnent de 2 800 à 707 000 années. La durée physique de chaque simulation est de 100 millions d'années et le pas de temps est d'une demi-année.

Les taux d'éjection (nombre de planétésimaux éjectés du disque pendant la simulation par rapport au nombre initial) des planétésimaux du disque et l'excentricité moyenne des planétésimaux restants à la fin de chaque simulation sont donnés dans le tableau 4.2 et illustrées par la figure 4.2. Pour tous les périastres ici testés (inférieurs ou égaux à 3000 UA), l'excentricité moyenne des planétésimaux du disque après 100 millions d'années est supérieure aux quelques 10^{-3} nécessaires pour enclencher la cascade collisionnelle (voir la partie 5.2.1, ainsi que Stern (1996), Wyatt (2008) et Mustill and Wyatt (2009)). La présence d'un compagnon binaire à très grande période peut donc suffire pour exciter dynamiquement un disque de débris.

q_* (UA)	$e_* = 0,2$				$e_* = 0,7$			
	a_* (UA)	Taux d'éjection	$\langle e_{pl} \rangle$	$\sigma_{e_{pl}}$	a_* (UA)	Taux d'éjection	$\langle e_{pl} \rangle$	$\sigma_{e_{pl}}$
200	250	69,7%	0,060	0,032	667	90,1%	0,161	0,157
300	375	20,4%	0,057	0,037	1000	49,8%	0,118	0,119
500	625	0%	0,035	0,020	1667	0%	0,074	0,036
1000	1250	0%	0,018	0,010	3333	0%	0,043	0,023
1500	1875	0%	0,012	$6,6 \times 10^{-3}$	5000	0%	0,033	0,017
2000	2500	0%	$9,2 \times 10^{-3}$	$4,8 \times 10^{-3}$	6667	0%	0,031	0,010
3000	3750	0%	$6,6 \times 10^{-3}$	$3,4 \times 10^{-3}$	10000	0%	$9,8 \times 10^{-3}$	$5,4 \times 10^{-3}$

TABLEAU 4.2 – Taux d'éjection, moyennes et écarts-type des excentricités des planétésimaux d'un disque au sein d'un système binaire, en fonction du périastre q_* et de l'excentricité e_* de l'orbite de l'étoile compagnon, à l'issue des 100 millions d'années de chaque simulation. La colonne a_* représente le demi-grand axe de l'étoile-compagnon. Les deux étoiles ont une masse solaire. Le plan médian du disque et le plan orbital de l'étoile compagnon sont confondus.

On constate une purge partielle du disque lorsque le périastre est de 200 ou 300 UA. L'intensité de cette purge est d'autant plus importante que l'excentricité de l'orbite de l'étoile compagnon est élevée. Cette purge est très rapide, elle se déroule dans les premiers millions d'années de la simulation. Ce sont les parties externes du disque qui sont purgées. À l'issue des simulations, la limite externe du disque se situe, à peu près, à 60 UA pour un périastre stellaire q_* de 200 UA et une excentricité e_* de 0,2 ; elle se situe à ~ 90 UA pour $q_* = 300$ UA et $e_* = 0,2$. Lorsque $e_* = 0,7$, la limite externe finale du disque est de ~ 46 UA pour $q_* = 200$ UA et de ~ 68 UA pour $q_* = 300$ UA. Au vu de ces chiffres, à excentricité constante, la limite externe finale du disque semble proportionnelle au périastre de l'étoile compagnon. Nous concluons donc de cette étude que la distance au périastre doit être petite (< 500 UA) pour que

la purge du disque de débris soit significative.

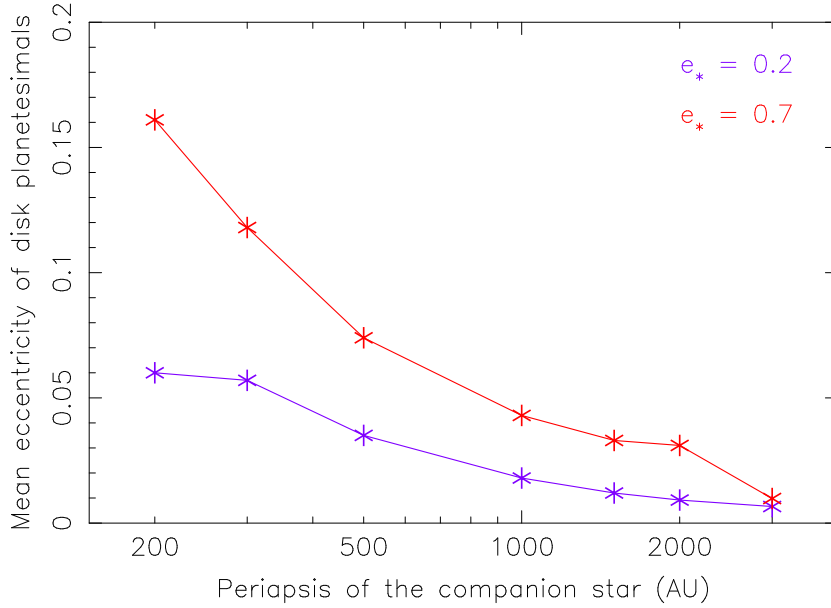


FIGURE 4.2 – Moyennes des excentricités des planétésimaux d’un disque au sein d’un système binaire, en fonction du périastre q_* et de l’excentricité e_* de l’orbite de l’étoile compagne, à l’issue des 100 millions d’années de chaque simulation. Les points violets correspondent à $e_* = 0,2$; les rouges à $e_* = 0,7$. Les deux étoiles ont une masse solaire. Les données sont celles du tableau 4.2. Le plan médian du disque et le plan orbital de l’étoile compagne sont confondus. On constate que jusqu’à $q_* = 3000$ UA, l’excitation dynamique du disque reste suffisante pour générer une cascade collisionnelle dans le disque.

Nous avons en plus cherché à identifier des structures dans le disque et à suivre leur évolution. À l’issue des 100 millions d’années de chaque simulation, on observe un léger décalage du centre géométrique du disque de débris par rapport à l’étoile, de l’ordre de quelques UA, d’autant plus petit que l’excentricité est petite et le périastre proche. Des structures spirales semblables à celle observable figure 4.1 apparaissent au cours de la simulation, mais ne sont plus observables après quelques dizaines de millions d’années.

Ces structures spirales sont en fait une conséquence du mouvement de précession des orbites des planétésimaux, dû aux perturbations gravitationnelles de l’étoile compagne. Ce mouvement de précession se traduit par une oscillation de l’excentricité, mais aussi de l’argument du périastre de l’orbite (ce qui peut se traduire comme une rotation du vecteur excentricité du planétésimal, dans le plan ($e \cos \omega$, $e \sin \omega$), voir p. 286 de Murray and Dermott (1999)). L’orbite du planétésimal « tourne », en quelque sorte. La période temporelle du mouvement de précession dépend du demi-grand axe du planétésimal, elle est d’autant plus courte que le demi-grand axe est grand. Cela peut conduire, comme l’illustre la figure 4.7, à l’apparition d’une structure spirale dans le disque. De telles structures spirales dans les disques de débris ont été détectées (Grady et al., 2001 ; Clampin et al., 2003). Plusieurs autres causes peuvent néanmoins expliquer le mouvement de précession des planétésimaux : planète sur une orbite excentrique ou passage stellaire proche (Wyatt, 2005 ; Thébault, 2012 ; Jalali and Tremaine, 2012).

La variation de la période de précession des orbites des planétésimaux en fonction du demi-

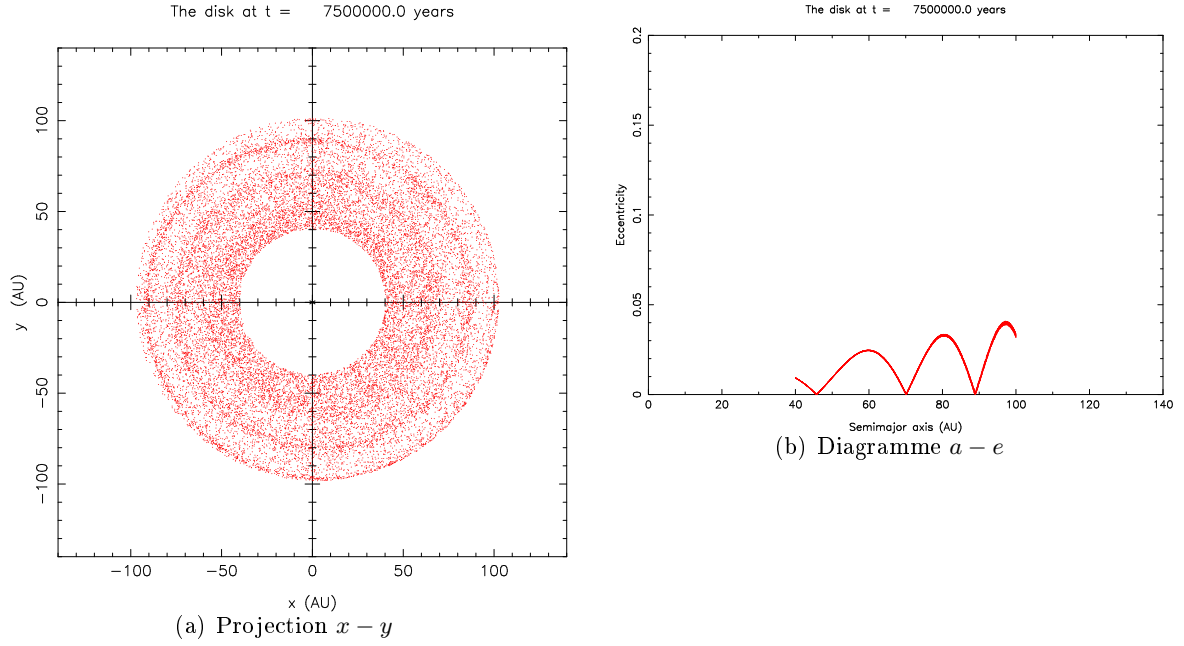


FIGURE 4.3 – Positions, et diagramme excentricité-demi-grand axe, des planétésimaux dans le disque, à $t = 7,5 \times 10^6$ ans. L'étoile compagne a un demi-grand axe de 1250 UA et une excentricité de 0,2, et donc un périastre de 1000 UA. Une structure spirale, due au mouvement de précession des orbites des planétésimaux, est en train de se former dans le disque.

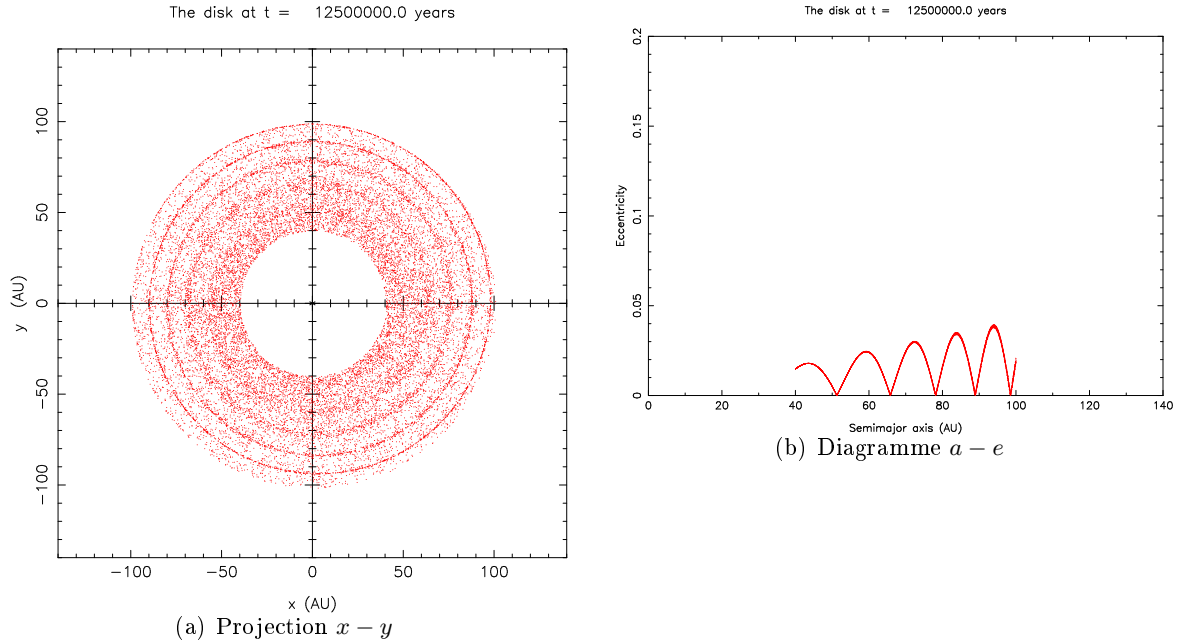


FIGURE 4.4 – Positions, et diagramme excentricité-demi-grand axe, des planétésimaux dans le disque, à $t = 12,5 \times 10^6$ ans. L'étoile compagne a un demi-grand axe de 1250 UA et une excentricité de 0,2, et donc un périastre de 1000 UA. La structure spirale est désormais bien visible.

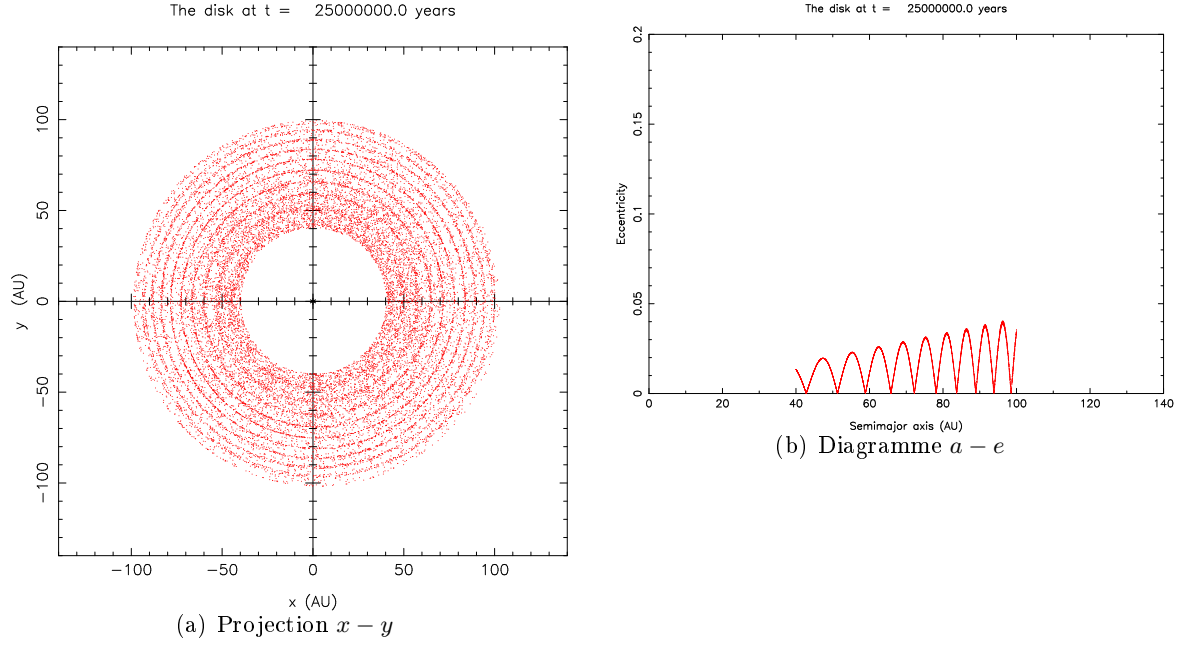


FIGURE 4.5 – Positions, et diagramme excentricité-demi-grand axe, des planétésimaux dans le disque, à $t = 25 \times 10^6$ ans. L'étoile compagne a un demi-grand axe de 1250 UA et une excentricité de 0,2, et donc un périastre de 1000 UA. La structure spirale semble s'enrouler sur elle-même.

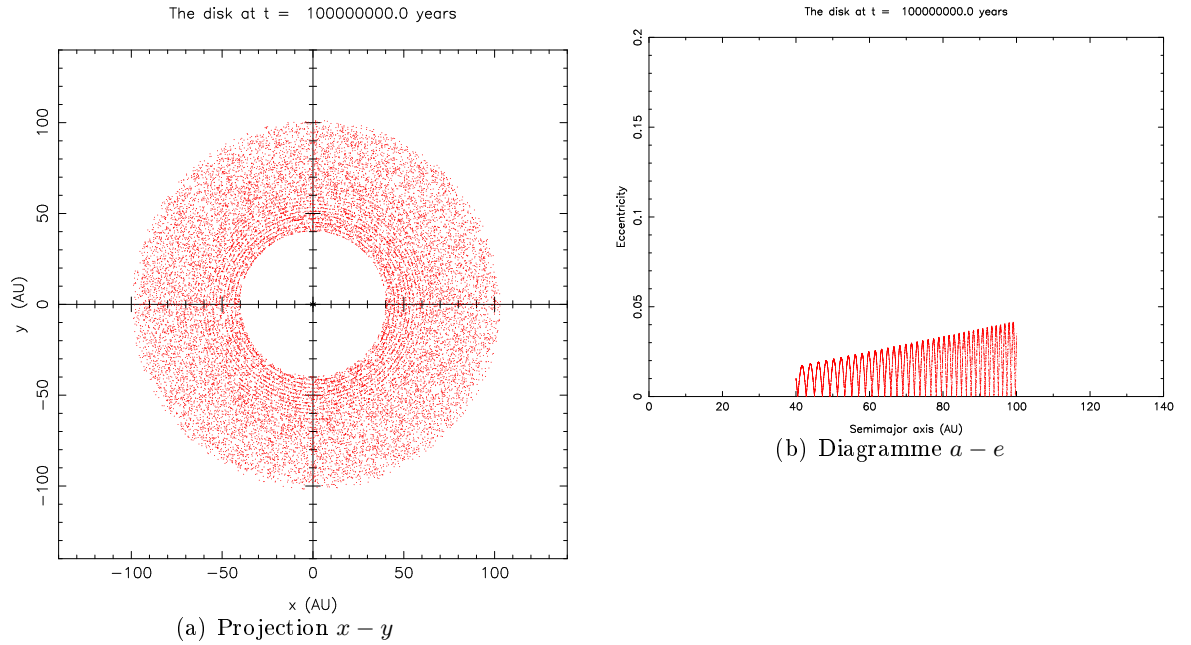


FIGURE 4.6 – Positions, et diagramme excentricité-demi-grand axe, des planétésimaux dans le disque, à $t = 100 \times 10^6$ ans. L'étoile compagne a un demi-grand axe de 1250 UA et une excentricité de 0,2, et donc un périastre de 1000 UA. La structure spirale n'est quasiment plus discernable.

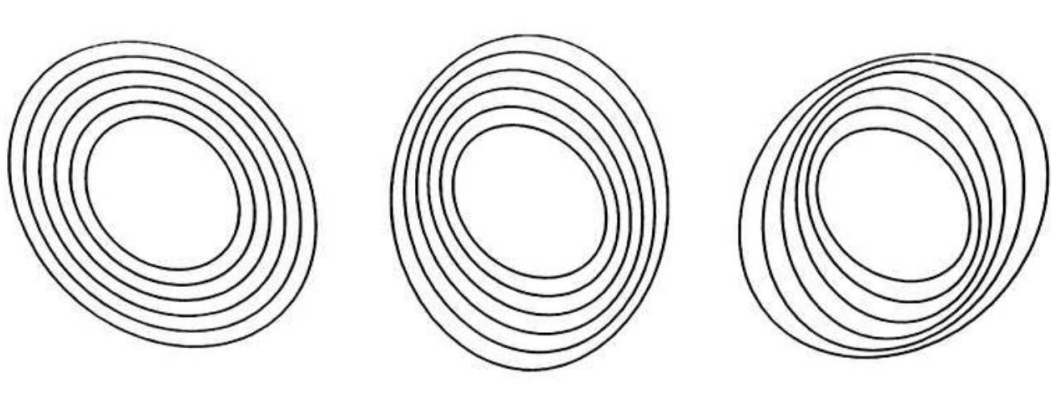


FIGURE 4.7 – Exemple de formation d’une structure spirale dans un disque de débris par précession des orbites des planétésimaux.

grand axe entraîne un « enroulement » de la spirale sur elle-même, si bien qu’elle finit parfois par n’être plus discernable au bout d’un certain temps. Les figures 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6 montrent ainsi l’évolution d’une structure spirale, dans le cas où l’orbite de l’étoile compagne a une excentricité de 0,2 et un périastre de 1000 UA.

Les structures spirales dans les disques apparaissent, évoluent et disparaissent d’autant plus rapidement que le périastre et/ou l’excentricité de l’étoile compagne sont petits. Elles n’apparaissent que lorsque le périastre q_* est inférieur à environ 1500 UA. Dans toutes les simulations de cette série, une asymétrie persiste dans le disque à la fin de la simulation : le bord externe du disque n’est plus exactement centré sur l’étoile centrale. Le décentrage du disque est de l’ordre de quelques UA ; sauf quand $e_* = 0,7$ et $q_* < 1500$ UA, où il atteint une dizaine d’UA.

4.2 Effet de l’inclinaison entre le plan du disque et le système binaire

Une troisième série de simulations nous a permis de tester l’effet de l’inclinaison i_* du plan de l’orbite de l’étoile compagne par rapport au plan médian du disque. Les paramètres initiaux du disque (dimensions, densité surfacique) sont les mêmes que ceux des deux précédentes séries de simulations. Les deux étoiles ont chacune une masse solaire. L’orbite de l’étoile compagne a un demi-grand axe de 300 UA et une excentricité de 0,2, et donc un périastre de 240 UA. Sept valeurs de l’inclinaison i_* ont été testées, entre 0° et 180° . Les valeurs de i supérieures à 90° correspondent à un mouvement rétrograde de l’étoile compagne par rapport aux planétésimaux du disque. Avec ce périastre relativement petit, l’éjection éventuelle des planétésimaux du disque intervient très rapidement, comme nous l’avons constaté dans la deuxième série de simulation ; la durée physique de chaque simulation est donc fixée à 50 millions d’années. Le pas de temps est d’une demi-année.

Les taux d’éjection des planétésimaux du disque, les moyennes des excentricités et inclinaisons des planétésimaux restants à la fin de chaque simulation sont donnés dans le tableau 4.3 et illustrés aux figures 4.8 et 4.9. On observe que la purge du disque dépend fortement de l’inclinaison i_* de l’étoile compagne par rapport au disque. Lorsque le plan de l’orbite de l’étoile compagne et le plan médian du disque sont orthogonaux, le disque est totalement

purgé, et ce dès le premier million d’années de la simulation. Quand l’angle entre les deux plans est de 60° , la purge est quasiment totale, seuls subsistent à la fin de la simulation quelques planétésimaux évoluant autour de l’étoile centrale sur des orbites proches et très excentriques. En raison du mécanisme de Kozai (Kozai, 1962), et contrairement au cas d’un passage stellaire proche (voir chapitre 3.1), la purge du disque dans un système binaire est facilitée par l’inclinaison de l’orbite de l’étoile compagnon par rapport au disque.

i_*	Taux d’éj.	$\langle e_{pl} \rangle$	e_{max}	$\langle i_{pl} \rangle$
0°	48,7 %	0,055	$\sim 0,1$	$0,5^\circ$
30°	53,7 %	0,036	$\sim 0,05$	38°
60°	96,6 %	0,350	$\sim 0,9$	68°
90°	100 %	-	-	-
120°	99,2 %	0,325	$\sim 0,9$	67°
150°	31,6 %	0,159	$\sim 0,5$	38°
180°	0 %	0,105	$\sim 0,2$	$0,5^\circ$

TABLEAU 4.3 – Taux d’éjection et moyennes des excentricités et des inclinaisons des planétésimaux d’un disque au sein d’un système binaire, en fonction de l’inclinaison i_* de l’orbite de l’étoile compagnon, à l’issue des 50 millions d’années de chaque simulation. e_{max} représente l’excentricité maximale atteinte par les planétésimaux lors de leur mouvement de précession. Le plan de référence est le plan médian initial du disque. Les deux étoiles ont une masse solaire. L’orbite de l’étoile compagnon a un demi-grand axe de 300 UA, un excentricité de 0,2. Sa ligne des nœuds et sa ligne des apsides sont orthogonales ($\Omega_* = 90^\circ$, $\omega_* = 90^\circ$).

La purge du disque est partielle, voire nulle, lorsque l’angle entre les deux plans est inférieur à 40° (voir figure 4.8). Elle est plus efficace, et plus rapide, lorsque le mouvement de l’étoile compagnon et des planétésimaux du disque est prograde. Dans ce cas, le disque est tronqué à ~ 70 UA par l’étoile compagnon. Dans le cas où le mouvement est rétrograde, le disque est tronqué à ~ 80 UA lorsque $i_* = 150^\circ$; il n’est pas tronqué lorsque les deux plans sont confondus ($i_* = 180^\circ$), le disque n’est alors pas du tout purgé.

Lorsque le plan de l’orbite de l’étoile compagnon et le plan médian du disque sont confondus ($i_* = 0^\circ$ ou 180°), l’inclinaison des planétésimaux par rapport au plan médian initial du disque reste inchangée. Lorsque l’angle entre ces deux plans est de 30° ($i_* = 30^\circ$ ou 150°), l’inclinaison des planétésimaux du disque se répartit entre 0° et 60° , en raison des perturbations séculaires de l’étoile compagnon (voir p. 287 de Murray and Dermott (1999)) : le disque évolue alors en un halo (voir figure 4.10). Le plan médian final du disque/halo se confond avec le plan orbital de l’étoile compagnon, les plans orbitaux des planétésimaux oscillant autour. Lorsque l’angle entre ces deux plans est, au début de la simulation, de 60° ($i_* = 60^\circ$ ou 120°), l’inclinaison des quelques planétésimaux restant dans le disque se répartit entre 0° et 120° , pour les mêmes raisons.

L’évolution de l’excentricité des planétésimaux du disque est semblable à celle observée dans la deuxième série de simulations (avec $i_* = 0^\circ$). Les mêmes phénomènes de précession et d’asymétrie sont observés. L’excentricité des planétésimaux se répartit finalement entre 0 et une valeur maximale e_{max} . Néanmoins, cette excentricité maximale dépend fortement de l’inclinaison de l’étoile compagnon. Les différentes valeurs de e_{max} sont données dans le tableau 4.3. On observe que l’excentricité des planétésimaux atteint des valeurs plus importantes lorsque le mouvement de l’étoile est rétrograde, alors que le disque est moins purgé (voir figure 4.9).

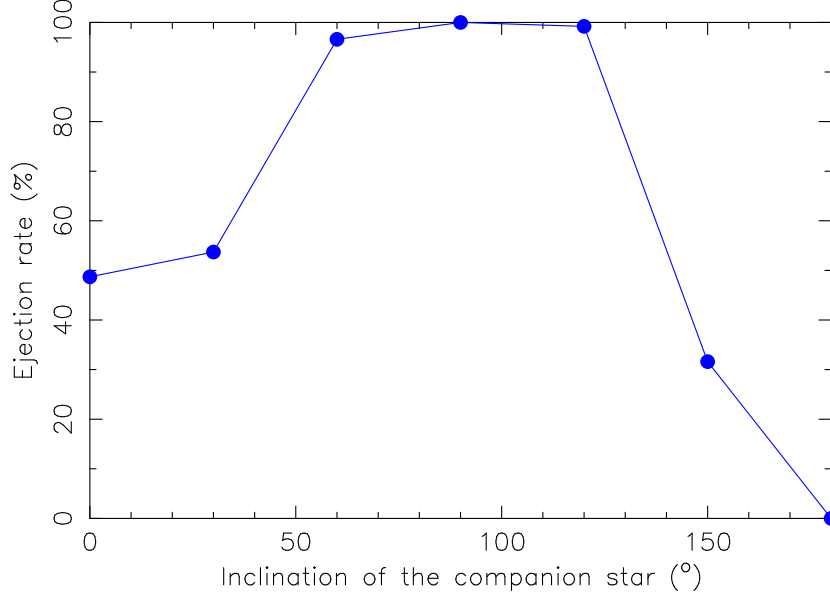


FIGURE 4.8 – Purge des disques de débris (proportion de planétésimaux éjectés) au sein d’un système binaire, en fonction de l’inclinaison i_* entre le plan initial du disque et l’orbite de l’étoile compagnon, à l’issue des 100 millions d’années de chaque simulation, avec $a_* = 300$ UA, $q_* = 240$ UA, $e = 0,2$, $\Omega = 90^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Les données sont celles du tableau 4.3.

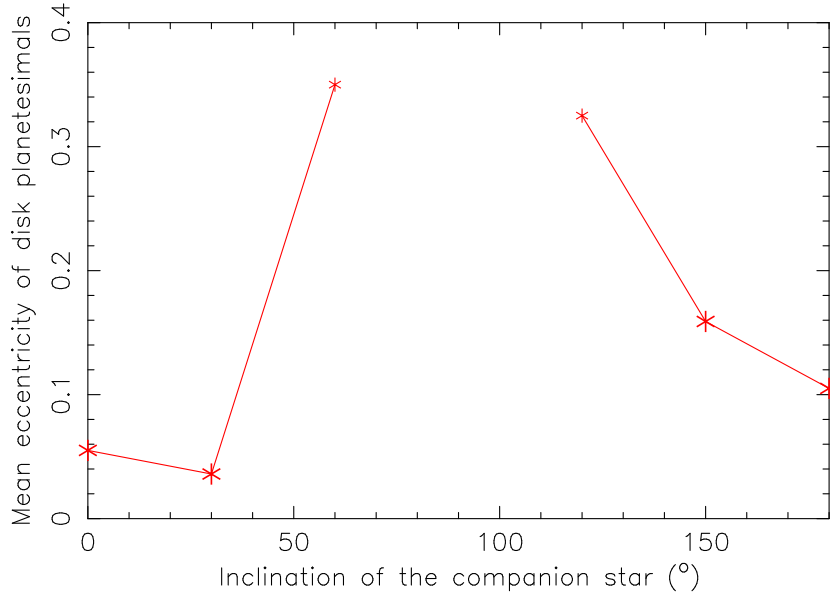


FIGURE 4.9 – Moyennes des excentricités des planétésimaux restants du disque au sein d’un système binaire, en fonction de l’inclinaison i_* entre le plan initial du disque et l’orbite de l’étoile compagnon, à l’issue des 100 millions d’années de chaque simulation, avec $a_* = 300$ UA, $q_* = 240$ UA, $e = 0,2$, $\Omega = 90^\circ$, $\omega = 90^\circ$. Les données sont celles du tableau 4.3. Aucun planétésimal ne subsiste lorsque $i_* = 90^\circ$, et très peu subsistent lorsque $i_* = 60^\circ$ ou 120° .

Dans les simulations de la troisième série, qui évaluent l’effet de l’inclinaison i_* de l’orbite de l’étoile, la ligne des apsides et la ligne des nœuds de l’orbite de l’étoile compagnon sont orthogonales (on a $\Omega_* = 90^\circ$ et $\omega_* = 90^\circ$). Nous avons également lancé des simulations dans

lesquels ces deux lignes sont confondues ou forment un angle de 45° . Cette géométrie différente ne change rien aux résultats présentés ci-dessus, en terme de purge ou d'excitation dynamique des planétésimaux. Le plan médian final du disque/halo est toujours confondu avec le plan de l'orbite de l'étoile compagnon (voir figure 4.11).

Nous concluons donc de ces simulations que, dans un système binaire, l'étoile compagnon orbitant à l'extérieur du disque peut purger celui-ci jusqu'à une distance dépendant de son périastre. Ceci explique le déficit de disques de débris détectés autour des étoiles binaires intermédiaires, c'est-à-dire dont le demi-grand axe est de l'ordre de quelques dizaines d'UA (Rodriguez and Zuckerman, 2012). La purge est d'autant plus efficace que l'étoile compagnon est massive par rapport à l'étoile centrale, que son orbite est excentrique et que l'angle de son plan orbital avec le plan médian initial du disque est important. La partie du disque non purgée est dynamiquement excitée par les perturbations gravitationnelles de l'étoile compagnon. Le mouvement de précession des excentricités des planétésimaux entraîne une asymétrie du disque, et peut temporairement générer une structure spirale au sein du disque. Tous ces effets dépendent néanmoins fortement de l'inclinaison entre le plan orbital de l'étoile compagnon et le plan médian du disque : ce dernier tend en effet à s'aligner sur le plan orbital du compagnon stellaire, ce qui peut transformer le disque en halo.

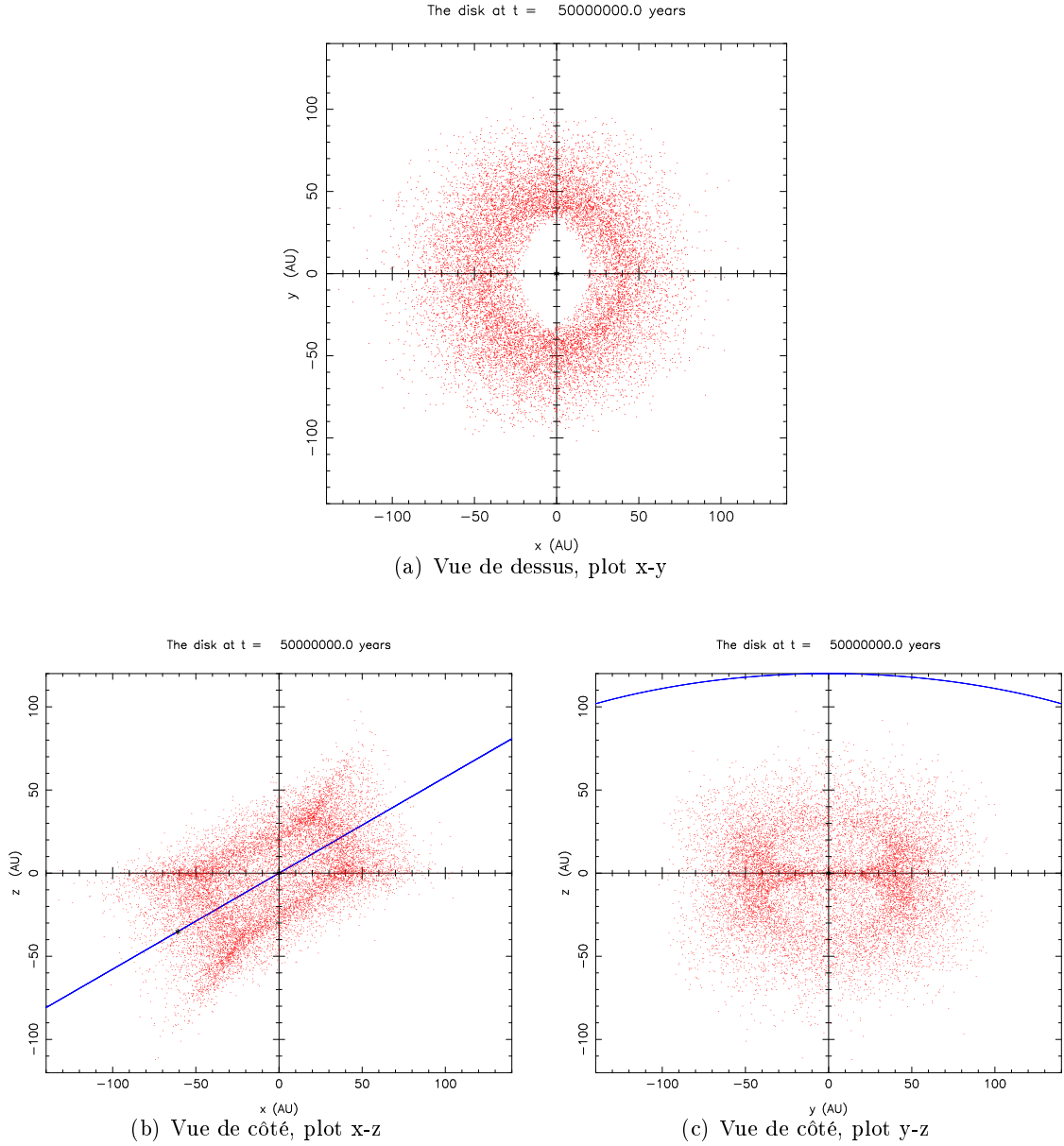


FIGURE 4.10 – Positions des planétésimaux du disque, perturbé par une étoile d’une masse solaire d’éléments orbitaux $a = 300$ UA, $e = 0,2$, $q = 240$ UA, $i = 150^\circ$, $\Omega = 90^\circ$, $\omega = 90^\circ$ (la ligne des apsides correspond à l’axe des x et la ligne des nœuds à l’axe des y , le nœud ascendant est situé du côté des y positifs, et le périastre du côté des x négatifs), à l’issue des 50 millions d’années de la simulation. Le disque a évolué en halo, son plan médian est confondu avec celui de l’orbite de l’étoile compagnon, ici représentée en bleu.

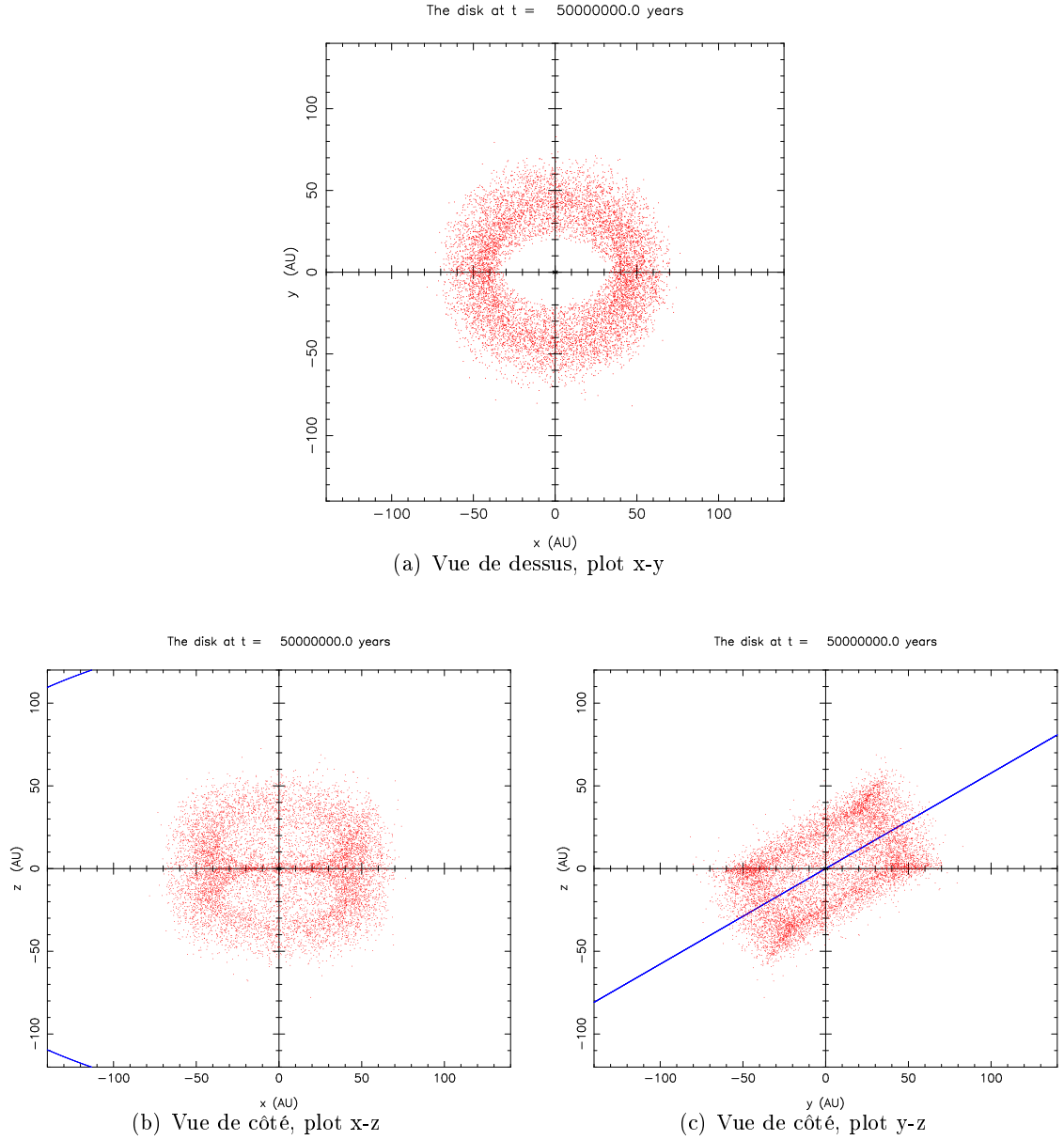


FIGURE 4.11 – Positions des planétésimaux du disque, perturbé par une étoile d’une masse solaire d’éléments orbitaux $a = 300$ UA, $e = 0,2$, $q = 240$ UA, $i = 30^\circ$, $\Omega = 0^\circ$, $\omega = 180^\circ$ (la ligne des apsides et la ligne des nœuds sont confondues et correspondent à l’axe des x , le nœud ascendant est situé du côté des x positifs, et le périastre du côté des x négatifs), à l’issue des 50 millions d’années de la simulation. Le disque a évolué en halo, son plan médian est confondu avec celui de l’orbite de l’étoile compagnon, ici représentée en bleu.

Chapitre 5

Interactions disque-planète : purge, excitation dynamique et structuration

5.1 Cas d'une planète à la lisière intérieure du disque

La présence d'une planète dans un système contenant un disque de débris peut avoir pour effet de stabiliser, structurer ou vider le disque. Cet effet dépend de nombreux paramètres liés à l'étoile (masse), à la planète (masse, éléments orbitaux, migration éventuelle) ainsi qu'au disque lui-même (dimensions, densité, structuration). L'excitation dynamique d'un disque de débris par une planète a été étudié analytiquement par Mustill and Wyatt (2009) et Bonsor and Wyatt (2012). L'effet d'une planète sur la structuration d'un disque de débris, via les résonances orbitales, a été étudié par Wyatt et al. (1999), Ozernoy et al. (2000), Quillen and Thorndike (2002), Kuchner and Holman (2003) et Wyatt (2003).

5.1.1 Simulations

Nous avons entrepris une recherche à travers l'espace des paramètres liés à l'étoile, et à la planète, pour étudier numériquement l'excitation dynamique et la purge des disques perturbés par une planète interne. Afin de limiter le nombre de paramètres impliqués, nous nous sommes limités au cas où une seule planète perturbe le disque, et où la planète orbite à l'intérieur et dans le plan médian du disque. Parmi les paramètres influençant l'état d'excitation et de purge du disque, nous nous sommes concentrés sur la masse de la planète m_{pl} , la masse de l'étoile M_* et l'excentricité de la planète e_{pl} .

Les paramètres du disque de débris ont été fixés et sont les mêmes pour toutes les simulations décrites dans cette section. Pour ses dimensions, nous nous sommes inspirés de la ceinture de Kuiper : les rayons interne et externe du disque sont initialement fixés à 30 et 80 UA de l'étoile (la grande majorité des objets transneptuniens observés orbite en effet entre ces deux limites). L'épaisseur du disque est de 1 UA sur son bord interne et de 2,8 UA sur son bord externe, ce qui correspond à un angle d'ouverture de 2° . La densité surfacique du disque décroît avec la distance r à l'étoile centrale comme r^{-1} . Au début de la simulation, les orbites de tous les planétésimaux sont circulaires.

Le disque contient 10 000 planétésimaux ; le pas de temps est de trois mois. La durée physique des simulations est de 100 millions d'années. Des simulations tests sur 200 et 500 millions d'années montrent que l'évolution du taux d'éjection n'est pas significative au-delà de

10^8 ans (voir figure 5.2), à l'exception des planètes les moins massives, ce qui entraîne pour ces dernières une sous-évaluation du taux final d'éjection de l'ordre de 10 à 20 % (d'après les tests effectués). Par exemple, la figure 5.1 montre ainsi l'évolution d'un taux d'éjection en fonction du temps.

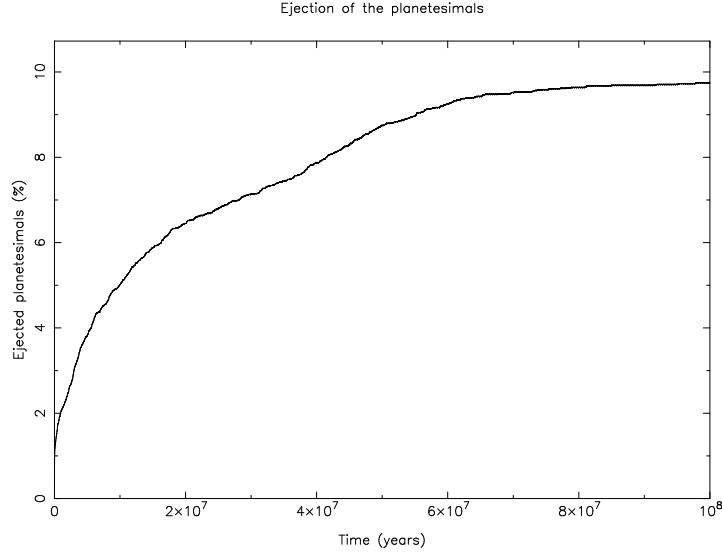


FIGURE 5.1 – Évolution du taux d'éjection (en %) des planétésimaux en fonction du temps (en années), sur 10^8 ans, pour un disque de débris de rayons interne de 30 UA et externe de 80 UA, perturbé par une planète d'une masse jovienne, orbitant autour d'une étoile de 2,5 masses solaires, de demi-grand axe $a_{pl} = 27,3$ UA et d'excentricité $e_{pl} = 0,1$. Pour des planètes de plus faibles masses, la saturation de la courbe est moins rapide.

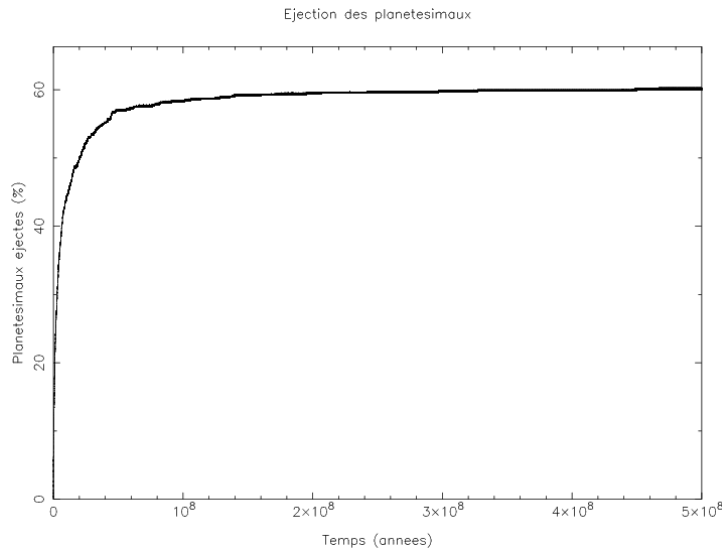


FIGURE 5.2 – Évolution du taux d'éjection (en %) des planétésimaux en fonction du temps (en années), sur 5×10^8 ans, pour un disque de débris de rayons interne de 30 UA et externe de 80 UA, perturbé par une planète d'une masse jovienne, orbitant autour d'une étoile d'une masss solaire, de demi-grand axe $a_{pl} = 30$ UA et d'excentricité $e_{pl} = 0,5$. La courbe sature avant 100 millions d'années.

Trois valeurs de chacun des trois paramètres retenus ont été testés. Trois masses stellaires,

correspondant à trois types différents : une étoile de type A ($M_* = 2,5 M_\odot$), une de type G ($M_* = 1 M_\odot$) et une de type M ($M_* = 0,25 M_\odot$). Trois masses planétaires m_{pl} : 5 M_J , 1 M_J , 0,2 M_J , où M_J correspond à une masse jovienne. Enfin, trois excentricités e_{pl} : 0,1, 0,2 et 0,5. Une fraction non négligeable des exoplanètes découvertes ont en effet une excentricité importante ; cette excentricité peut notamment être due à des instabilités dynamiques du système planétaire primitif, ainsi qu'aux interactions entre les planètes et le disque protoplanétaire (Ford and Rasio, 2008 ; Raymond et al., 2010, 2011, 2012). Le demi-grand axe de la planète a_{pl} est choisi de telle sorte que l'apoastre de l'orbite soit situé à 30 UA de l'étoile, c'est-à-dire au niveau du bord interne du disque ; les demi-grand axes correspondant aux trois excentricités ci-dessus sont donc : 27,27 UA, 25 UA et 20 UA respectivement. La planète orbite dans le plan médian du disque de débris. Les résultats des simulations concernant l'excitation dynamique finale et la purge du disque sont donnés dans le tableau 5.1.

e_{pl}	M_* (M_\odot)	m_{pl} (M_J)	Taux d'éjection	$\langle e \rangle$	σ_e	$\langle i \rangle$	σ_i
Valeurs initiales			0 %	0	0	$0,5^\circ$	$0,3^\circ$
0,1	2,5	5	23,5 %	0,077	0,057	$0,7^\circ$	$4,9^\circ$
		1	9,7 %	0,082	0,072	$0,8^\circ$	$6,6^\circ$
		0,2	3,5 %	0,101	0,13	$1,1^\circ$	$5,3^\circ$
	1	5	37,8 %	0,078	0,054	$0,8^\circ$	$6,5^\circ$
		1	17,5 %	0,082	0,077	$0,9^\circ$	$7,5^\circ$
		0,2	7,8 %	0,102	0,14	$1,2^\circ$	$7,1^\circ$
	0,25	5	56,2 %	0,095	0,039	$0,6^\circ$	$3,8^\circ$
		1	35,2 %	0,082	0,066	$0,9^\circ$	$7,2^\circ$
		0,2	14,7 %	0,095	0,12	$1,2^\circ$	$9,6^\circ$
0,2	2,5	5	29,5 %	0,13	0,10	$1,2^\circ$	$10,1^\circ$
		1	16,7 %	0,14	0,12	$1,0^\circ$	$7,6^\circ$
		0,2	4,7 %	0,15	0,14	$1,1^\circ$	$5,0^\circ$
	1	5	40,7 %	0,12	0,069	$0,8^\circ$	$6,6^\circ$
		1	23,4 %	0,14	0,10	$1,2^\circ$	$10,3^\circ$
		0,2	9,4 %	0,15	0,14	$1,1^\circ$	$6,1^\circ$
	0,25	5	54,6 %	0,14	0,071	$0,7^\circ$	$4,4^\circ$
		1	36,9 %	0,12	0,088	$1,2^\circ$	$10,5^\circ$
		0,2	20,6 %	0,15	0,14	$1,5^\circ$	$12,2^\circ$
0,5	2,5	5	23,3 %	0,22	0,12	$1,0^\circ$	$7,4^\circ$
		1	16,1 %	0,24	0,14	$1,1^\circ$	$7,7^\circ$
		0,2	9,4 %	0,26	0,16	$1,0^\circ$	$5,2^\circ$
	1	5	39,7 %	0,23	0,12	$1,5^\circ$	$11,8^\circ$
		1	20,5 %	0,22	0,12	$0,7^\circ$	$4,6^\circ$
		0,2	12,6 %	0,26	0,15	$1,1^\circ$	$7,4^\circ$
	0,25	5	78,7 %	0,23	0,11	$2,2^\circ$	$16,7^\circ$
		1	29,6 %	0,22	0,13	$1,7^\circ$	$13,2^\circ$
		0,2	19,9 %	0,24	0,14	$1,1^\circ$	$8,9^\circ$

TABLEAU 5.1 – Taux d'éjection, moyennes et écarts-types des excentricités et inclinaisons des planétésimaux restants dans le disque, à l'issue de chaque simulation ($t = 10^8$ ans), pour des disques de débris de rayons interne de 30 UA et externe de 80 UA, perturbés par une planète orbitant dans le plan médian du disque et d'apoastre 30 UA.

5.1.2 Excitation dynamique du disque

Les perturbations gravitationnelles de la planète peuvent influencer sur les planétésimaux de plusieurs manières. Lorsque le rapport entre les périodes orbitales de la planète et d'un planétésimal est proche d'une fraction rationnelle, on est dans le cas d'une résonance orbitale. Ces perturbations résonantes induisent des oscillations rapides des éléments orbitaux des planétésimaux (Murray and Dermott, 1999, chap. 8). Ces résonances peuvent stabiliser des orbites ou les déstabiliser. Sur un diagramme $a-e$, elles apparaissent comme un ensemble de points (ou une absence de points) à une abscisse donnée (voir figures 5.3, 5.4(b), 5.5(a) et 5.6(a)).

Hors des situations de résonance orbitale, les perturbations gravitationnelles séculaires de la planète, dues à son excentricité orbitale, vont entraîner un mouvement d'oscillation des éléments orbitaux des planétésimaux (précession des vecteurs excentricité et inclinaisons, voir Murray and Dermott (1999), chap. 7), mais de fréquence plus faible que dans le cas résonant. La précession des excentricités des planétésimaux est due à des échanges de moment cinétique avec la planète perturbatrice. La fréquence et l'amplitude de ces mouvements d'oscillation dépendent de nombreux paramètres, comme par exemple les masses de la planète et de l'étoile, le rapport des demi-grand axes de la planète et du planétésimal, ou l'excentricité de la planète. Sur un diagramme $a-e$, les perturbations séculaires apparaissent comme une oscillation verticale des points représentant les planétésimaux, à une fréquence dépendant du demi-grand axe (donc de l'abscisse) (par exemple, d'après nos simulations, pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$, $e_{pl} = 0,2$ et $a_{pl} = 25$ UA, la période de précession d'un planétésimal de demi-grand axe 80 UA est de $7,6 \times 10^6$ ans ; elle est de $2,2 \times 10^6$ à 60 UA et de $0,9 \times 10^6$ à 50 UA).

D'après le tableau 5.1, l'excentricité moyenne des planétésimaux du disque à l'issue des simulations, après 100 millions d'années d'intégration, est comprise entre 0,077 et 0,102 lorsque $e_{pl} = 0,1$; entre 0,12 et 0,15 lorsque $e_{pl} = 0,2$ et entre 0,22 et 0,26 lorsque $e_{pl} = 0,5$. Cette moyenne des excentricités des planétésimaux semble dépendre essentiellement de l'excentricité de la planète, et assez peu des masses stellaire et planétaire (voir figure 5.8). Nous avons examiné les diagrammes $a-e$ de nos simulations et y avons constaté les mêmes structures (voir les figures 5.3 à 5.6). En revanche, l'écart-type des excentricités des planétésimaux augmente avec la masse de la planète (voir figure 5.7). La majorité des planétésimaux subissent un mouvement de précession dû aux perturbations séculaires de la planète ; pour l'essentiel, c'est ce mouvement de précession qui est à l'origine de la distribution des excentricités des planétésimaux.

Nous n'avons constaté aucune structure dans la distribution des arguments des périastres des planétésimaux, à aucun moment de nos simulations. La figure 5.9 illustre ce fait, en montrant les vecteurs excentricités des planétésimaux d'une simulation. Cela signifie qu'à un demi-grand axe donné, les planétésimaux ayant une même excentricité peuvent avoir des périastres différents. Les croisements entre les orbites des planétésimaux sont donc probables (et inévitables si les orbites sont coplanaires), pouvant mener à des collisions destructrices entre les planétésimaux du disque.

Comme l'indique le tableau 5.1, la moyenne des inclinaisons des planétésimaux est peu différente de la moyenne initiale. Les planétésimaux soumis au mouvement de précession conservent leur inclinaison initiale. Seuls les planétésimaux capturés en résonance de moyen mouvement, et plus encore ceux ayant subi des rencontres proches, voient leur inclinaison augmenter, parfois jusqu'à de très grandes valeurs, ce qui explique que les écarts-types des inclinaisons des planétésimaux puissent être de l'ordre de plusieurs degrés.

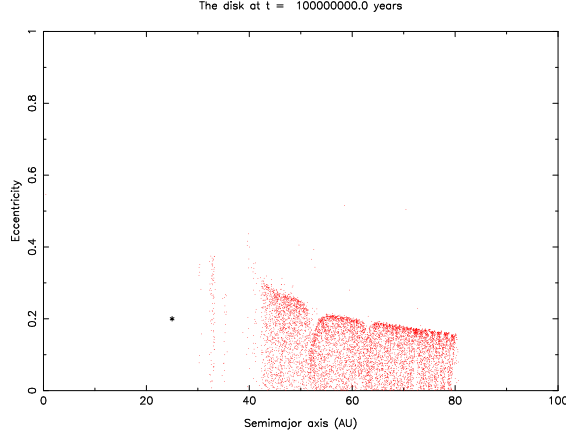


FIGURE 5.3 – Diagramme représentant l'excentricité e en fonction du demi-grand axe a de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux (points rouges), à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$, $a_{pl} = 25$ UA et $e_{pl} = 0,2$. 23,4 % des planétésimaux ont été éjectés. En deçà de 42 UA, seuls subsistent les planétésimaux piégés en résonance de moyen mouvement avec la planète, au-delà, le mouvement de précession domine.

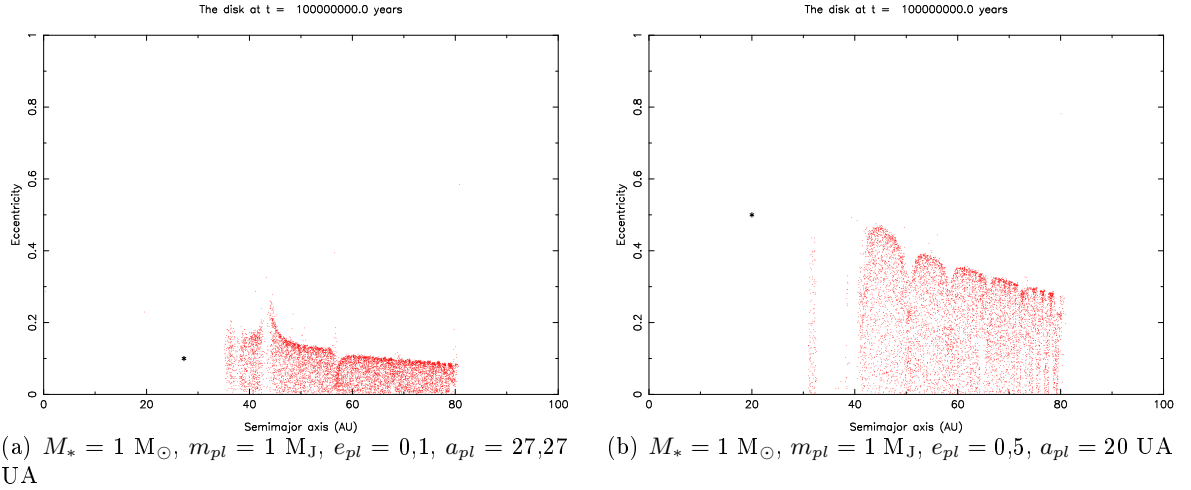


FIGURE 5.4 – Diagrammes représentant l'excentricité e en fonction du demi-grand axe a de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux (points rouges), à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$. En 5.4(a), $a_{pl} = 27,27$ UA, $e_{pl} = 0,1$ et 17,5 % des planétésimaux ont été éjectés. En 5.4(b), $a_{pl} = 20$ UA, $e_{pl} = 0,5$ et 20,5 % des planétésimaux ont été éjectés. La comparaison avec la figure 5.3 montre que l'amplitude des oscillations des excentricités des planétésimaux (mouvement de précession) dépend fortement de l'excentricité de la planète perturbatrice.

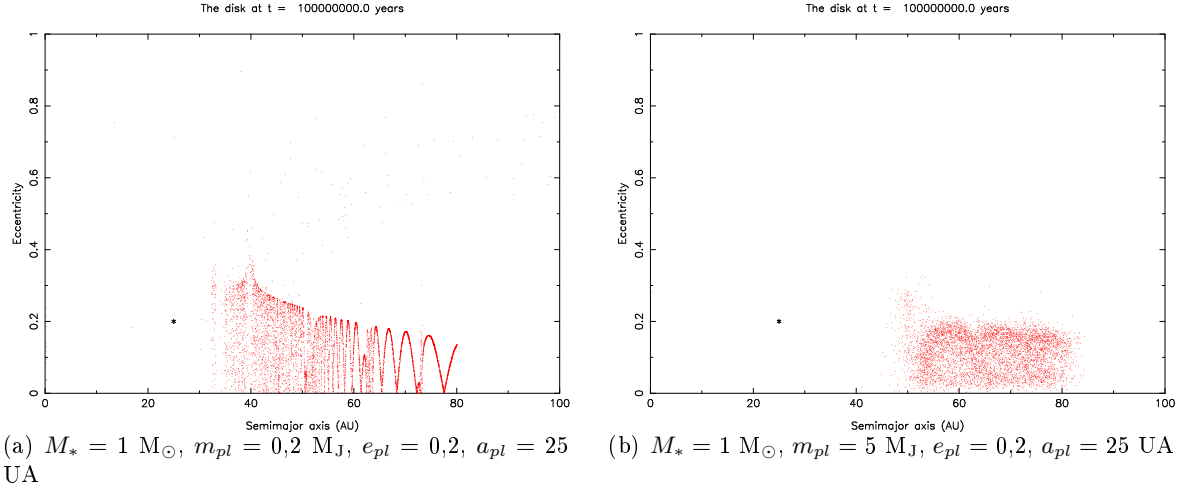


FIGURE 5.5 – Diagrammes représentant l'excentricité e en fonction du demi-grand axe a de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux (points rouges), à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $M_* = 1 M_\odot$, $a_{pl} = 25$ UA et $e_{pl} = 0.2$. En 5.5(a), $m_{pl} = 0.2 M_J$ et 9,4 % des planétésimaux ont été éjectés. Le mouvement de précession des planétésimaux y est plus lent. En 5.5(b), $m_{pl} = 5 M_J$ et 40,7 % des planétésimaux ont été éjectés. La comparaison avec la figure 5.3 montre que l'intérieur du disque est d'autant plus efficacement purgé que la planète est massive. On distingue en 5.5(a) des planétésimaux dispersés mais non encore éjectés par des rencontres proches avec la planète.

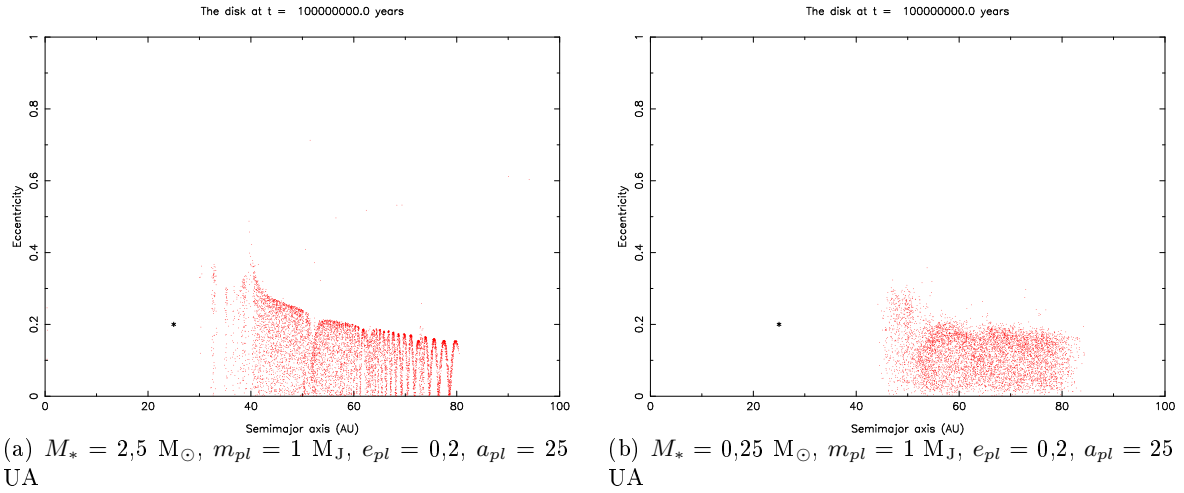
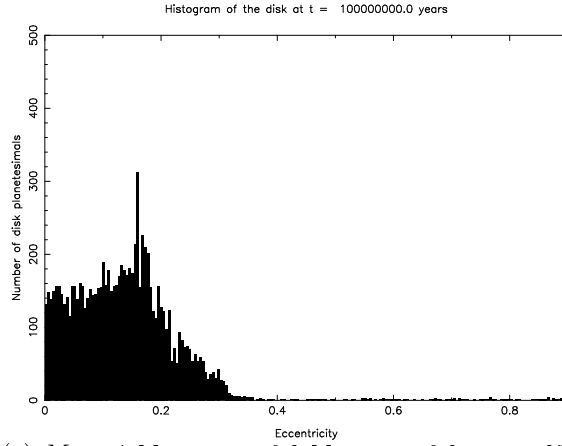
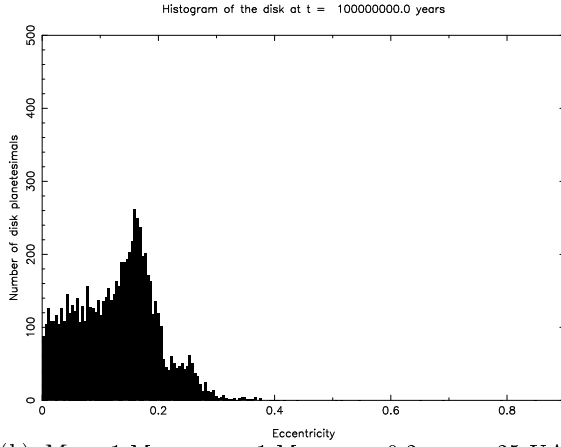


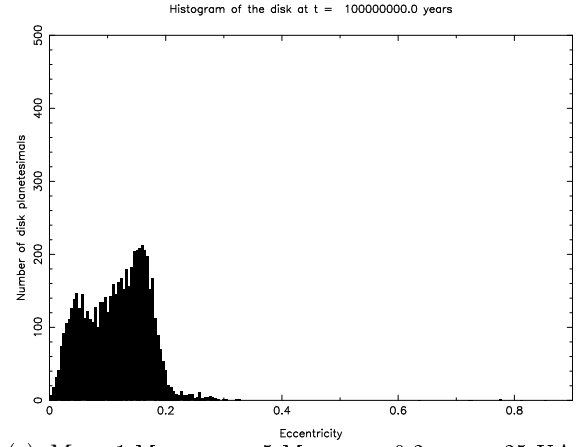
FIGURE 5.6 – Diagrammes représentant l'excentricité e en fonction du demi-grand axe a de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux (points rouges), à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $m_{pl} = 1 M_J$, $a_{pl} = 25$ UA et $e_{pl} = 0.2$. En 5.6(a), $M_* = 2.5 M_\odot$ et 16,7 % des planétésimaux ont été éjectés. Le mouvement de précession des planétésimaux y est plus lent. En 5.6(b), $M_* = 0.25 M_\odot$ et 36,9 % des planétésimaux ont été éjectés. La comparaison avec la figure 5.3 montre que l'intérieur du disque est d'autant plus efficacement purgé que l'étoile est peu massive.



(a) $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 0.2 M_J$, $e_{pl} = 0.2$, $a_{pl} = 25$ UA



(b) $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$, $e_{pl} = 0.2$, $a_{pl} = 25$ UA



(c) $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 5 M_J$, $e_{pl} = 0.2$, $a_{pl} = 25$ UA

FIGURE 5.7 – Histogrammes des excentricités des planétésimaux du disque, perturbés par une planète d'éléments orbitaux $a = 25$ UA et $e = 0.2$, autour d'une étoile d'une masse solaire, à l'issue des 100 millions d'années de la simulation, pour trois masses planétaires (celles des figures 5.3 et 5.5).

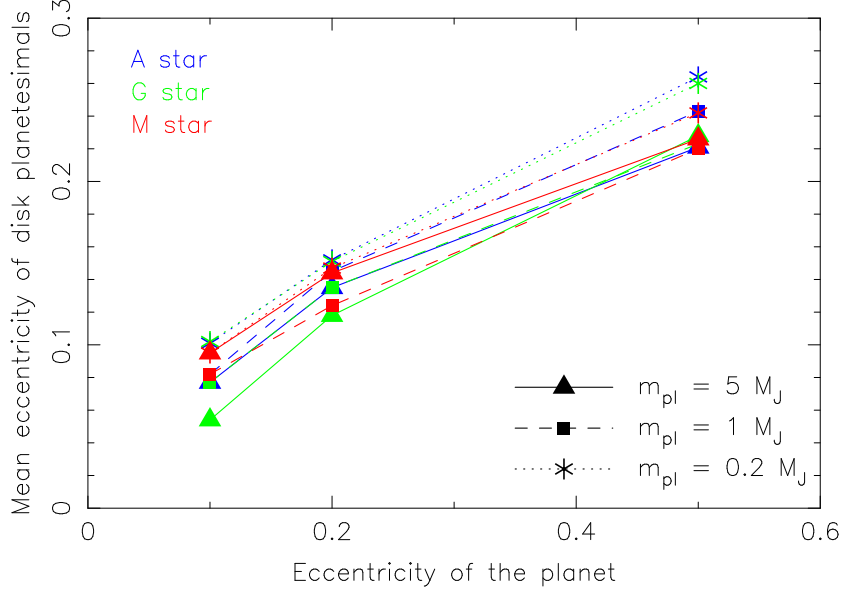


FIGURE 5.8 – Moyennes des excentricités des planétésimaux d’un disque (30-80 UA) perturbé par une planète interne d’apoastre 30 UA et orbitant dans le plan médian du disque, en fonction de l’excentricité e_{pl} de l’orbite de cette planète, à l’issue des 100 millions d’années de chaque simulation. Les données sont celles du tableau 5.1. Les points bleus correspondent à une masse stellaire $M_* = 2,5 M_\odot$, les points verts à $M_* = 1 M_\odot$ et les points rouges à $M_* = 0,25 M_\odot$. La forme des points symbolise la masse de la planète.

L’excentricité moyenne des planétésimaux du disque dépend donc de l’excentricité de la planète perturbatrice. Beaucoup d’exoplanètes ont des excentricités non négligeables (voir figure 1.8), et peuvent donc être à l’origine de l’excitation dynamique des disques de débris de leur système, et y favoriser les collisions entre planétésimaux, et donc la production de poussière. La présence d’une planète à proximité d’un disque de débris, si elle ne le purge pas, peut donc favoriser l’observabilité des disques de débris. Les moyennes et écarts-types déterminés par nos simulations permettent de discuter l’état d’excitation dynamique adopté dans les modèles d’évolution des disques subissant une érosion par collisions, comme présentés dans le chapitre 6.

5.1.3 Purge du disque

Les oscillations de l’excentricité des planétésimaux rendent probables les croisements entre les orbites de la planète et des planétésimaux. Lors d’une rencontre proche avec la planète, un planétésimal peut soit se satelliser autour de la planète (voire s’écraser sur elle), soit voir son orbite totalement modifiée, par transfert d’énergie avec la planète, en fonction des paramètres de la rencontre (paramètre d’impact, vitesses, ...), et d’autant plus que la planète est massive. Dans un disque de débris, les paramètres de la rencontre proche sont quasi aléatoires. Le planétésimal peut ainsi se retrouver sur une orbite très excentrique et/ou inclinée. Néanmoins, cette orbite le ramène régulièrement dans la région de la précédente rencontre proche, ce qui accroît la possibilité d’une nouvelle rencontre avec la planète. Sur un diagramme $a-e$, les planétésimaux ayant subi une rencontre proche formeront un nuage de point sans structure particulière. Ils sont dispersés sans être éjectés. La zone de ce diagramme où les rencontres proches sont possibles (croisement des orbites, dans l’hypothèse où elles sont coplanaires) est montrée figure

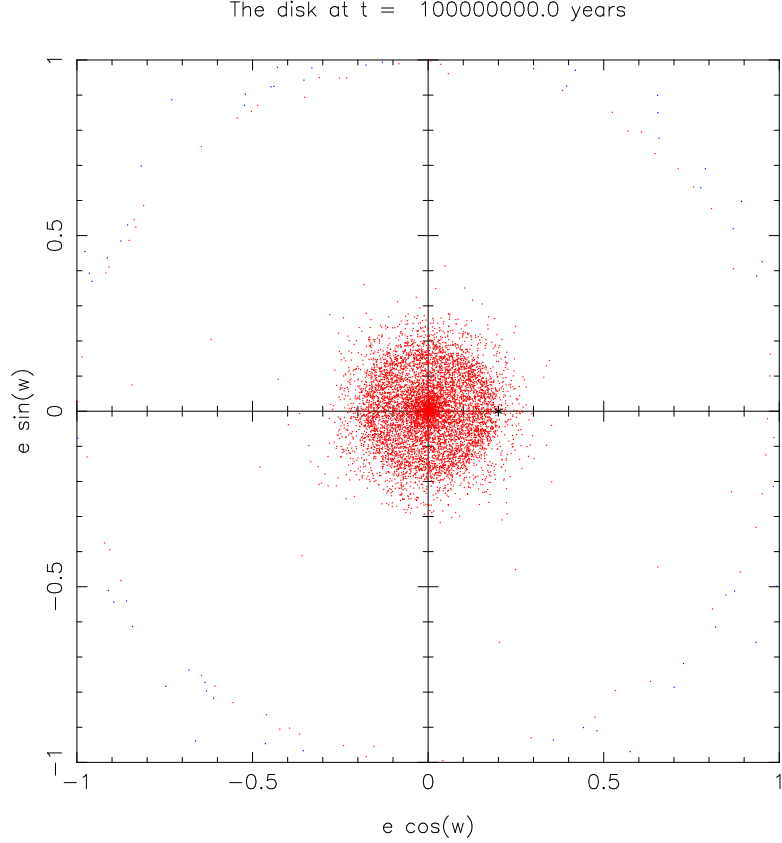


FIGURE 5.9 – Carte des vecteurs excentricités de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux (points rouges pour ceux du disque, bleus pour les éjectés), à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$, $a_{pl} = 25$ UA et $e_{pl} = 0,2$. Les vecteurs excentricités ont pour norme l'excentricité e des planétésimaux et l'angle avec l'axe des abscisse est égal à l'argument du périastre ω . La distribution azimutale des périastres est aléatoire à tous les moments de la simulation, ce qui permet les croisements entre les orbites des planétésimaux, et donc les collisions.

5.10, pour illustration.

Pour que le planétésimal soit éjecté du système, il faut que sa vitesse atteigne la vitesse de libération du système stellaire, laquelle augmente en fonction de la masse de l'étoile. Cela peut se produire à la suite d'une ou plusieurs rencontres proches avec la planète. Plus la planète est massive, plus elle peut transférer au planétésimal des quantités importantes d'énergie, et donc plus elle sera efficace pour éjecter les planétésimaux qui s'approchent d'elle. Elle pourra ainsi « nettoyer » son environnement. Les perturbations résonantes ou séculaires d'une planète suffisamment massive peuvent également déstabiliser l'orbite d'un planétésimal sans rencontre proche.

La purge concerne donc les planétésimaux qui sont susceptibles de s'approcher de la planète. Le tableau 5.1, illustré par la figure 5.11, montre bien que la purge du disque est d'autant plus importante que la masse de la planète est grande et que celle de l'étoile est petite. Cette dépendance est attendue : les perturbations gravitationnelles (transfert d'énergie) que la planète inflige aux planétésimaux sont proportionnelles à sa masse m_{pl} , alors qu'une grande masse stellaire augmente la vitesse de libération nécessaire pour qu'un planétésimal soit éjecté du système ($v_{lib} \propto \sqrt{M_*}$). Dans le cas le plus extrême (planète de 5 masses joviennes autour d'une

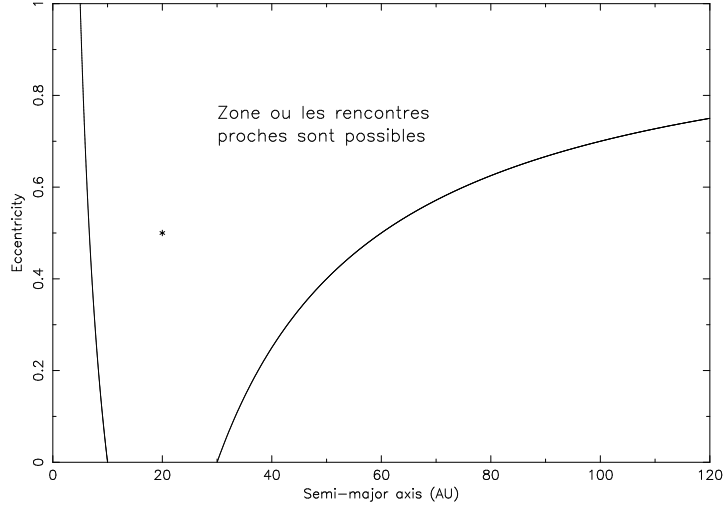


FIGURE 5.10 – Zone du diagramme a - e correspondant aux éléments orbitaux où les planétésimaux peuvent avoir une rencontre proche avec une planète de demi-grand axe $a_{pl} = 20$ UA et d'excentricité $e_{pl} = 0.5$. La planète a donc un périastre de 10 UA et un apoastre de 30 UA. Les planétésimaux traversant cette zone se verront donc dispersés ou éjectés.

étoile M), plus de la moitié des planétésimaux du disque sont éjectés. En revanche, la purge du disque ne semble pas dépendre de l'excentricité de la planète perturbatrice (voir figure 5.11).

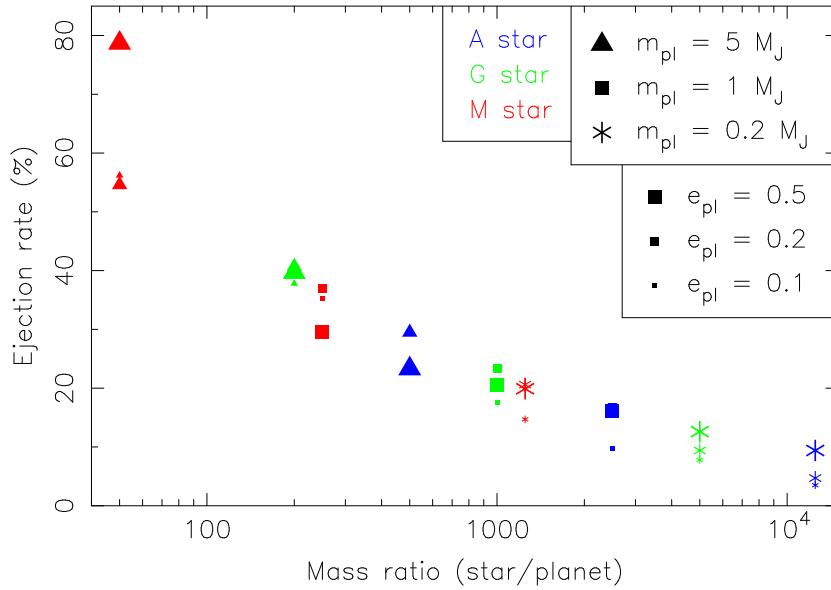


FIGURE 5.11 – Taux d'éjection des planétésimaux d'un disque (30-80 UA) perturbé par une planète interne d'apoastre 30 UA et orbitant dans le plan médian du disque, en fonction du rapport de masse M_*/m_{pl} , à l'issue des 100 millions d'années de chaque simulation. Les données sont celles du tableau 5.1. Les points bleus correspondent à une masse stellaire $M_* = 2.5 M_\odot$, les points verts à $M_* = 1 M_\odot$ et les points rouges à $M_* = 0.25 M_\odot$. La forme des points symbolise la masse de la planète, leur taille son excentricité.

Les figures 5.3 à 5.6 montrent bien que c'est l'intérieur du disque qui est purgé. La planète ne pénètre pas dans le disque, mais l'augmentation de l'excentricité des planétésimaux amène

le périastre des plus internes d'entre eux à descendre en dessous de 30 UA. Leur orbite croise donc celle de la planète, et les rencontres proches deviennent possibles. Ces planétésimaux sont donc dispersés sur des orbites aléatoirement inclinées et excentriques, puis progressivement (et d'autant plus vite que la planète est massive) éjectés. Les régions internes du disque sont donc nettoyées. Les planétésimaux capturés en résonance de moyen mouvement sont néanmoins préservés des rencontres proches, et peuvent survivre dans les régions internes du disque, mais à une certaine distance azimutale de la planète (voir figure 5.12).

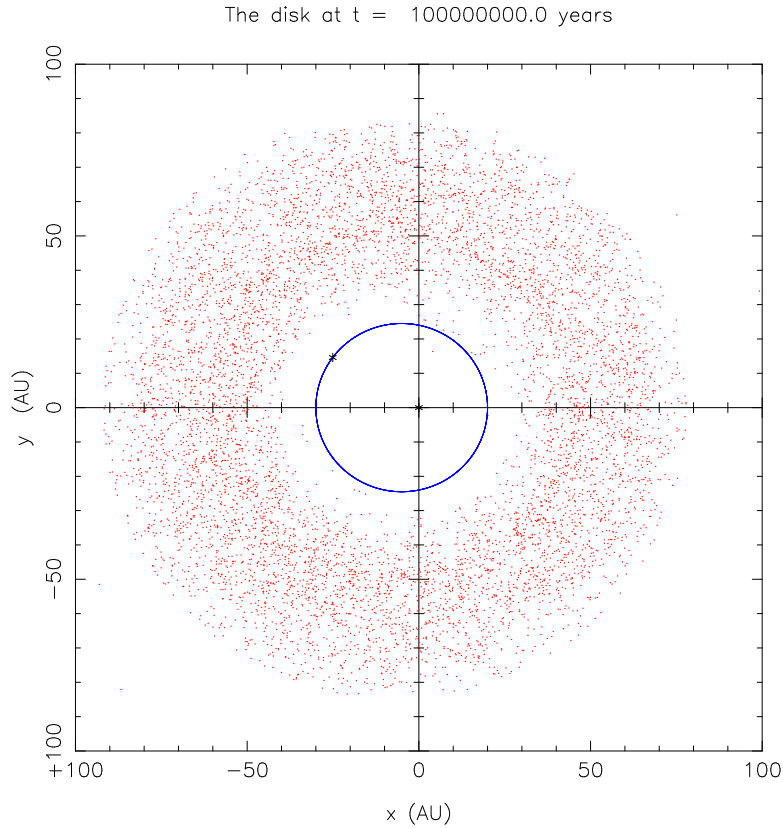


FIGURE 5.12 – Positions de la planète (astérisque noir) et des planétésimaux dans le disque vu de dessus, à la fin de la simulation ($t = 10^8$ ans), pour $M_* = 0,25 M_\odot$, $m_{pl} = 0,2 M_J$, $a_{pl} = 25$ UA et $e_{pl} = 0,2$. L'orbite de la planète est représentée en bleu. Des planétésimaux piégés en résonance de moyen mouvement sont présents dans la région interne du disque : protégés des rencontres proches par la résonance qui maintient la séparation angulaire avec la planète, ils ont échappé à la purge par la planète de la région interne du disque.

5.1.4 Structuration du disque

Des structures spirales, du même type que celles décrites au chapitre 4, apparaissent dans les disques ; mais elles sont transitoires et disparaissent au bout de quelques millions d'années. À l'issue des 100 millions d'années des simulations, aucune structure interne n'est visible dans les disques, mais ceux-ci sont « décentrés » : le centre géométrique du disque ne coïncide plus avec l'étoile centrale ; le décalage entre les deux dépend de l'excentricité de la planète perturbatrice : il est d'environ 3 UA lorsque $e_{pl} = 0,1$, d'environ 5 UA lorsque $e_{pl} = 0,2$ et d'environ 10 UA lorsque $e_{pl} = 0,5$. Les structures dues aux résonances de moyen mouvement peuvent persister dans le disque en cas de migration planétaire (Wyatt, 2003) ; cet effet n'est donc pas

observable dans nos simulations.

Les perturbations gravitationnelles de la planète, séculaires ou résonantes, affectent peu le demi-grand axe des planétésimaux : la structure radiale du disque n'est pas notablement modifiée, hormis la purge des régions internes. Néanmoins, l'excentricité des planétésimaux du disque entraîne un léger étalement du disque : l'apoastre des planétésimaux de la partie externe du disque peut dépasser les 80 UA. Le bord externe du disque est donc plus éloigné de l'étoile qu'à l'état initial, et ce d'autant plus que e_{pl} est grand.

5.2 Cas d'une planète traversant le disque

Parmi les objets extérieurs pouvant influencer un disque de débris, nous nous sommes intéressés à l'effet qu'un objet sur une orbite du type de celle de Sedna pouvait avoir sur un disque. Sedna est un objet transneptunien, d'un diamètre de 995 km (Pál et al., 2012), découvert en 2003 (Brown et al., 2004), peut-être un des premiers objets du nuage de Oort interne. Son demi-grand axe est de 543 UA et son excentricité de 0,86, ce qui correspond à un périhélie de 76 UA, au-delà de la limite externe de la ceinture de Kuiper classique. Kenyon and Bromley (2004b) ont proposé trois scénarios pour expliquer la cause de ces paramètres orbitaux : Sedna se serait formé dans le Système solaire et aurait pu être placée sur son orbite par les perturbations d'une planète massive, ou par le passage d'une étoile proche, ou aurait pu s'être formée dans un autre système stellaire et avoir été capturé par le Soleil lors d'un passage stellaire proche.

Nous avons voulu savoir si un objet placé sur une orbite similaire à celle de Sedna (orbite très excentrique, traversant le disque mais en grande partie en dehors de celui-ci) pouvait exciter dynamiquement un disque, y faire apparaître des structures, et augmenter la production de poussière. Nous avons d'abord évalué l'effet de la masse de cet objet, puis celle de l'inclinaison de son orbite par rapport au plan médian du disque.

5.2.1 Effet de la masse

Nous avons lancé une première série de simulations, afin d'étudier l'évolution d'un disque de débris perturbé par une planète dont l'orbite est semblable à celle de Sedna. Les rayons internes et externes initiaux du disque sont fixés à 40 et 100 UA. L'épaisseur du disque est de 1 UA sur son bord interne et de 2,8 UA sur son bord externe, ce qui correspond à un angle d'ouverture de 2° . Les planétésimaux sont initialement placés sur des orbites circulaires. La densité surfacique du disque décroît avec la distance r à l'étoile centrale comme r^{-1} . Le disque est constitué de 20 000 planétésimaux ; la durée physique de chaque simulation est de 100 millions d'années. Le pas de temps est d'une demi-année.

Le périastre de la planète est fixé à 50 UA, à l'intérieur du disque, et son excentricité orbitale à 0,85, ce qui correspond à un demi-grand axe de 333 UA, un apoastre de 617 UA et une période de 6086 ans, autour d'une étoile d'une masse solaire. La planète orbite dans le plan médian du disque.

Nous avons testé six masses planétaires, en nous basant sur les objets du Système solaire : Sedna, la Lune, Mars, la Terre, Neptune et Jupiter (voir les masses au tableau 5.3). Kenyon and

Bromley (2008) ont montré qu’une planète de la taille de Pluton (environ 1000 km de rayon) pouvait se former sur une échelle de temps de l’ordre de 100 millions d’années à 40 UA ou de un milliard d’années à 100 UA. Des planètes plus grandes ($\sim 2000\text{-}3000$ km de rayon) peuvent se former à grande distance de leur étoile (Kenyon, 2002). Les interactions entre planètes ou avec des étoiles proches peuvent amener des planètes sur des orbites excentriques, à de grandes distances de leur étoiles. Enfin, des planètes pourraient se former par instabilité gravitationnelle, relativement loin de leur étoile. Par exemple, des planètes ont été imagées à plusieurs dizaines d’UA de l’étoile HR 8799 ; la planète GJ317c a une excentricité de 0,8 pour un demi-grand axe d’environ 30 UA (Johnson et al., 2007 ; Anglada-Escudé et al., 2012).

5.2.1.1 Purge, excitation dynamique et structuration

Sur les six masses testées, seule une planète de la masse de Jupiter parvient à éjecter une portion significative du disque pendant la durée de la simulation (10^8 ans) : le taux d’éjection final est de 41 % pour une planète d’une masse jovienne (il augmente à peu près linéairement avec le temps), de 1 % pour une planète de la masse de Neptune, de 0,1 % pour une planète d’une masse terrestre et est nul pour les masses inférieures. Dans les cas où le disque n’est pas purgé, l’excitation dynamique du disque est une information importante afin d’évaluer la production de poussière. On peut caractériser l’excitation dynamique par l’évolution dans le temps de la distribution des excentricités des planétésimaux du disque. Celle-ci est montrée, pour des masses planétaires allant de celle de Sedna à celle de Neptune, aux figures 5.13 à 5.17 (attention, l’échelle des abscisses est différente pour chaque figure). Partant d’un pic à très faible excentricité, cette distribution évolue en prenant une forme semblable à une loi de Rayleigh et semble tendre vers une distribution uniforme (N. B. : la distribution des excentricités des planétésimaux suit une loi de Rayleigh lorsqu’ils ne sont soumis qu’à leur interaction gravitationnelle mutuelle (Ida and Makino, 1992), ce qui n’est pas le cas dans nos simulations, qui traitent de l’effet de la planète sur le disque). Plus la masse de la planète perturbatrice est grande, plus les excentricités des planétésimaux sont élevées. L’excentricité moyenne dans le disque à la fin de chaque simulation est donnée dans le tableau 5.2.

Masse de la planète (kg)		$\langle e \rangle_f$
Sedna	$\sim 4 \times 10^{21}$	6×10^{-5}
Lune	$7,35 \times 10^{22}$	0,001
Mars	$6,42 \times 10^{23}$	0,021
Terre	$5,97 \times 10^{24}$	0,071
Neptune	$1,02 \times 10^{26}$	0,347
Jupiter	$1,9 \times 10^{27}$	0,648

TABLEAU 5.2 – Excentricité moyenne des planétésimaux dans le disque, à la fin de chaque simulation (10^8 ans), selon la masse de la planète perturbatrice.

La distribution des inclinaisons évolue de manière similaire pour des planètes dont la masse est supérieure à celle de Mars. En deçà, cette distribution reste telle qu’initialement, c’est-à-dire uniformément répartie entre 0° et 1° . Lorsque la planète perturbatrice a une masse jovienne, la distribution finale des inclinaisons des planétésimaux restants est à peu près uniformément répartie entre 0° et 180° : le disque est devenu un halo, qui se vide petit à petit.

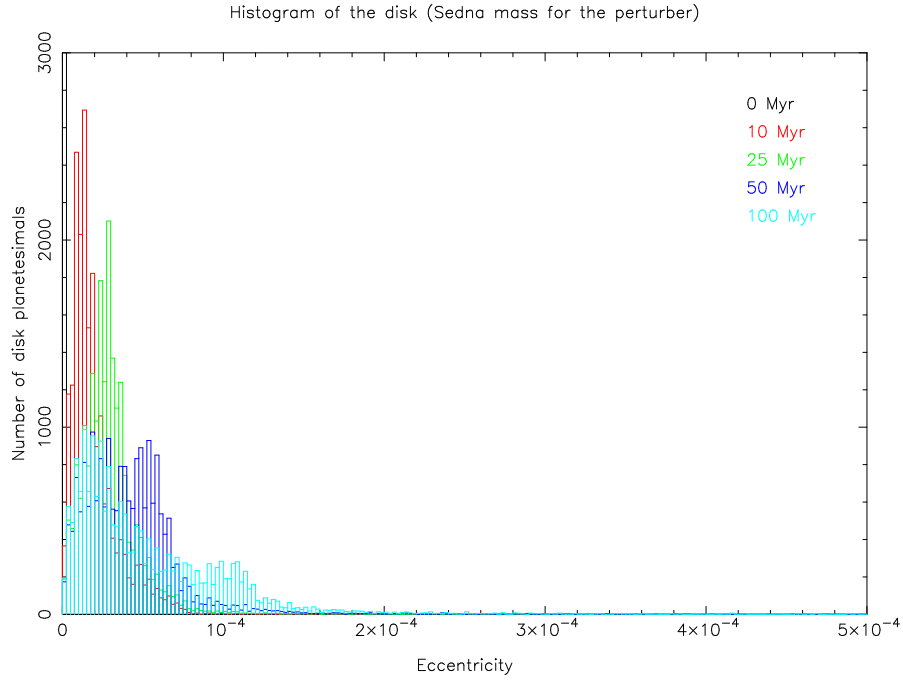


FIGURE 5.13 – Histogramme des excentricités des planétésimaux du disque perturbé par une planète de la masse de Sedna, à différents moments de la simulation. L'excentricité moyenne finale est de 6×10^{-5} . Aucun planétésimal n'a été éjecté en 10^8 ans.

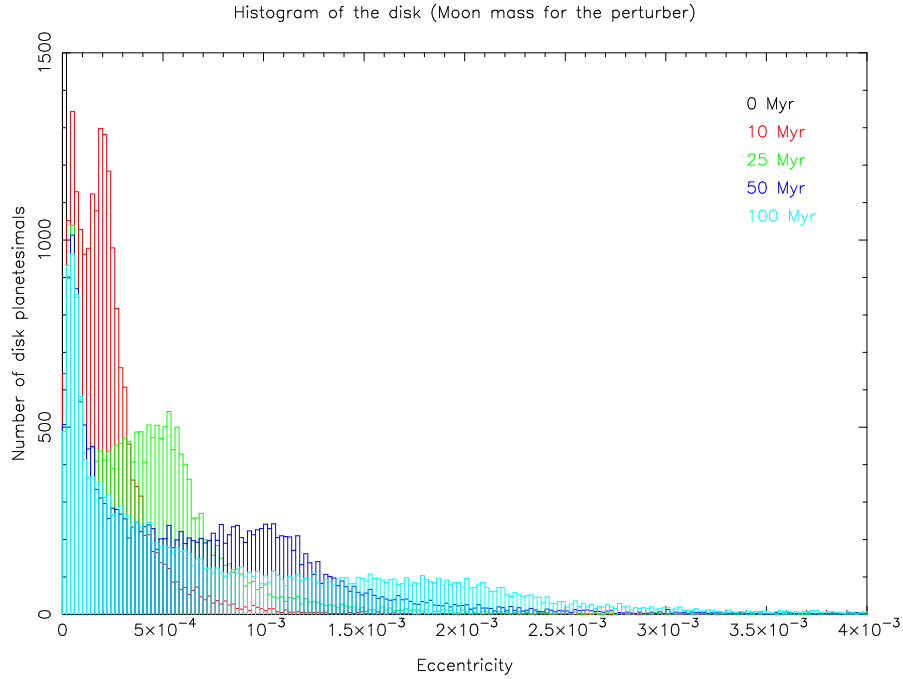


FIGURE 5.14 – Histogramme des excentricités des planétésimaux du disque perturbé par une planète de la masse de la Lune, à différents moments de la simulation. L'excentricité moyenne finale est de 10^{-3} . Aucun planétésimal n'a été éjecté en 10^8 ans.

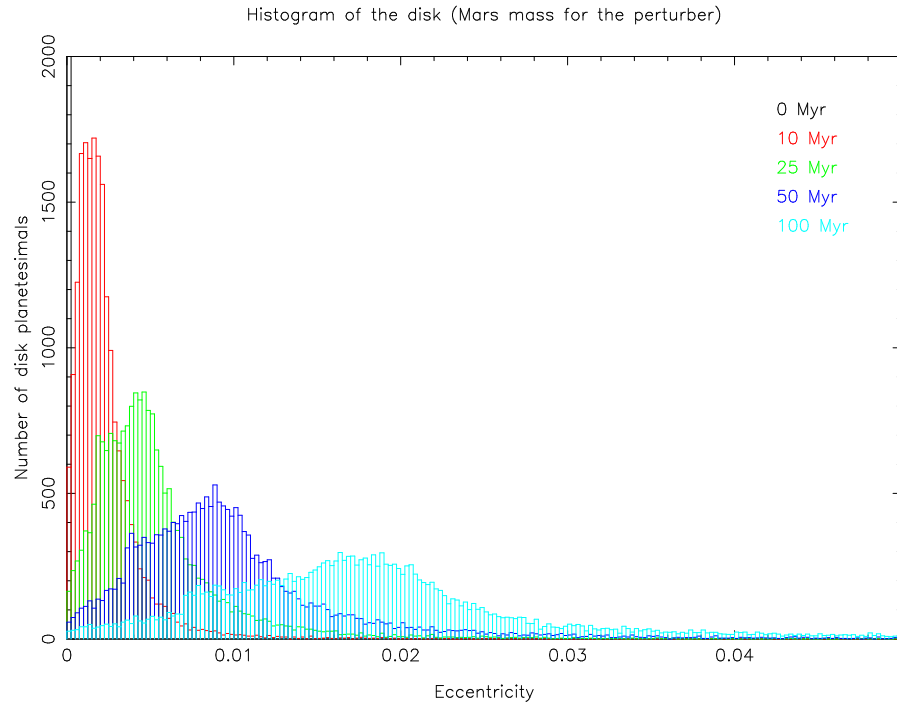


FIGURE 5.15 – Histogramme des excentricités des planétésimaux du disque perturbé par une planète de la masse de Mars, à différents moments de la simulation. L'excentricité moyenne finale est de 0,021. Aucun planétésimal n'a été éjecté en 10^8 ans.

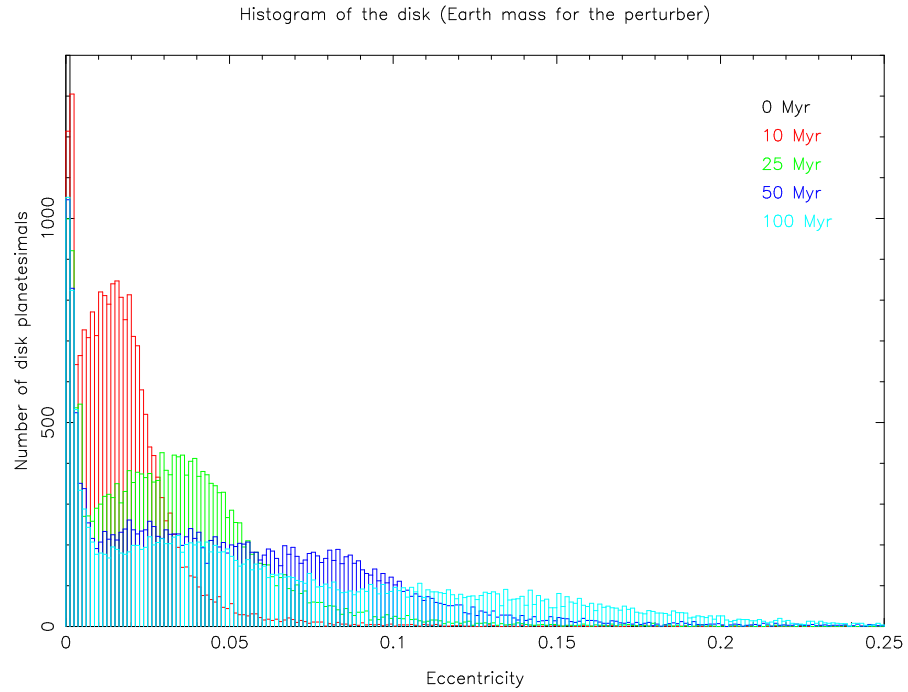


FIGURE 5.16 – Histogramme des excentricités des planétésimaux du disque perturbé par une planète de la masse de la Terre, à différents moments de la simulation. L'excentricité moyenne finale est de 0,071. Environ 0,1 % des planétésimaux ont été éjectés, en 10^8 ans.

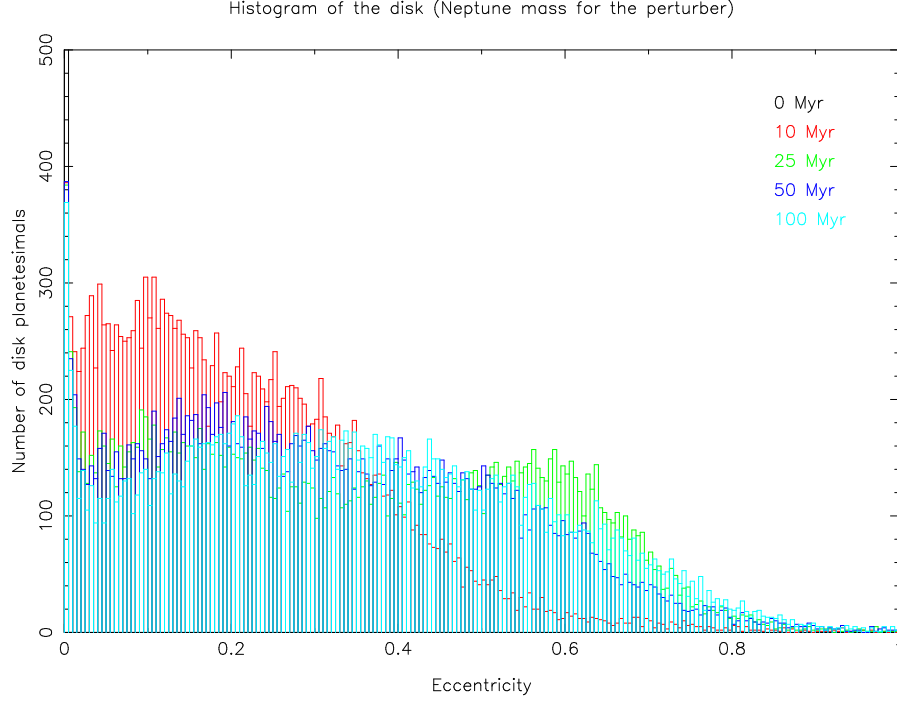


FIGURE 5.17 – Histogramme des excentricités des planétésimaux du disque perturbé par une planète de la masse de Neptune, à différents moments de la simulation. L’excentricité moyenne finale est de 0,347. Environ 1 % des planétésimaux ont été éjectés, en 10^8 ans.

Pour une planète dont la masse est inférieure à celle de Mars, aucune structure n’apparaît dans le disque pendant les 100 millions d’années de la simulation. À partir de cette masse, les deux parties du disque en deçà et au-delà de 50 UA, périastre de la planète, évoluent différemment. Pour une planète de la masse de Mars, cela fait apparaître un sillon dans le disque, à 50 UA de l’étoile, et 90° avant le périhélie de la planète (voire figure 5.18). Pour une planète de la masse de la Terre (voir figure 5.19), on observe une structure spirale dans la partie externe du disque, entraînant des surdensités locales de planétésimaux propices à la production de poussière, et un début d’asymétrie est perceptible, c’est-à-dire que le centre géométrique du disque est décalé par rapport à l’étoile. Pour une planète de la masse de Neptune (voir figure 5.20), le disque externe est dispersé et a perdu sa symétrie de départ ; le disque interne est maintenu quoiqu’étant dynamiquement excité. Ce caractère asymétrique de la structure du disque perturbé est la signature la plus marquante d’une planète suffisamment massive sur une orbite de type Sedna.

5.2.1.2 Production de poussière

Nous avons ensuite étudié quelles distributions d’excentricité étaient susceptibles de renforcer la production de poussière dans le disque. Plus l’excentricité des planétésimaux est grande, plus leur vitesse relative lors de collisions est élevée, ce qui permet des collisions destructrices et donc la production de poussière. La vitesse relative moyenne entre planétésimaux dans un disque, à une distance r de l’étoile de masse M_* , est de :

$$\langle v_{rel} \rangle = \langle e \rangle v_K = \langle e \rangle \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (5.1)$$

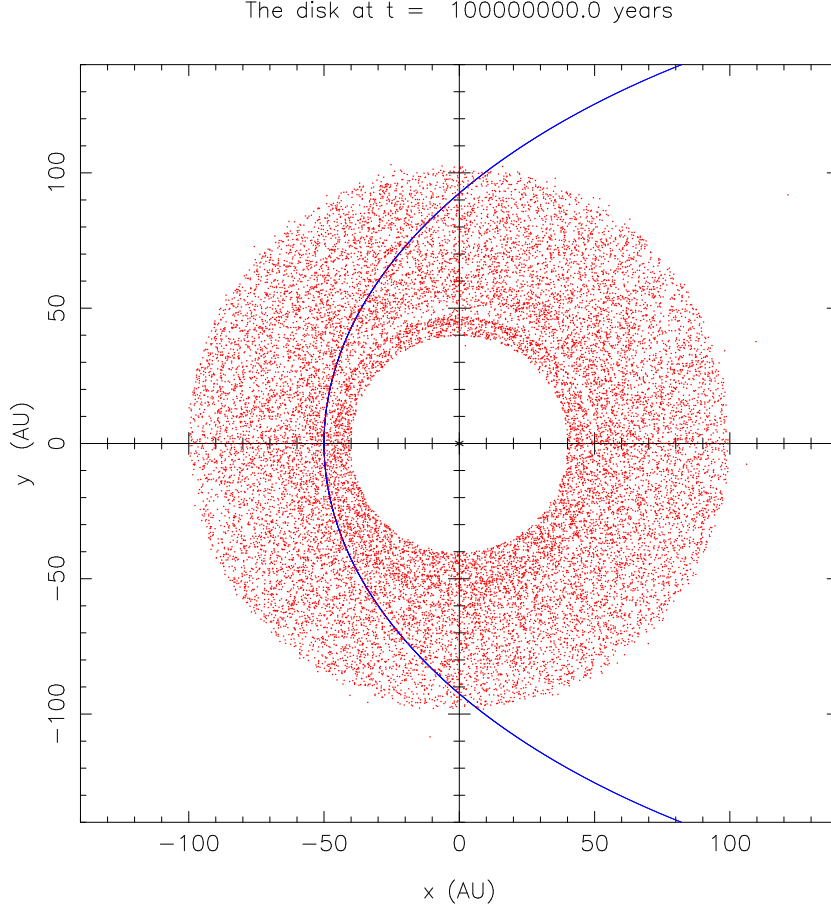


FIGURE 5.18 – Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de Mars, à la fin de la simulation (10^8 ans). L'orbite de la planète est représentée en bleu. On observe un sillon, 90° avant le périhélie de la planète (fixé à 180°), à 50 UA de l'étoile (qui est aussi la distance de la planète à son périhélie).

où v_K est la vitesse képlérienne (Mustill and Wyatt, 2009).

Afin d'estimer à partir de quelle vitesse relative les collisions deviennent destructrices, nous avons utilisé la formule (22) de Mustill and Wyatt (2009). Pour des agrégats poreux majoritairement constitués de glaces, la vitesse relative critique v_c au-dessus de laquelle les collisions entre planétésimaux de même taille deviennent destructrices et donc productrices de poussière, s'écrit, en fonction du rayon R des planétésimaux et pour une densité de 1 g.cm^{-3} :

$$v_c = \left[0.8 \left(\frac{R}{80\text{m}} \right)^{-0.33} + 0.2 \left(\frac{R}{80\text{m}} \right)^{1.2} \right]^{0.83} \text{ m.s}^{-1} \quad (5.2)$$

En prenant $R = 5 \text{ km}$, nous trouvons $v_c = 16,26 \text{ m.s}^{-1}$, et, dès lors, l'excentricité moyenne $e^* = v_c/v_K$ nécessaire pour que les collisions entre planétésimaux dans le disque deviennent destructrices est de $3,4 \times 10^{-3}$ à 40 UA de l'étoile et de $5,5 \times 10^{-3}$ à 100 UA. À partir des résultats de nos simulations, nous avons comptabilisés le pourcentage de planétésimaux dont l'excentricité est supérieure à cette excentricité critique e^* (qui dépend de la distance à l'étoile) pour plusieurs masses perturbatrices, et à différents moments de chaque simulation. Les

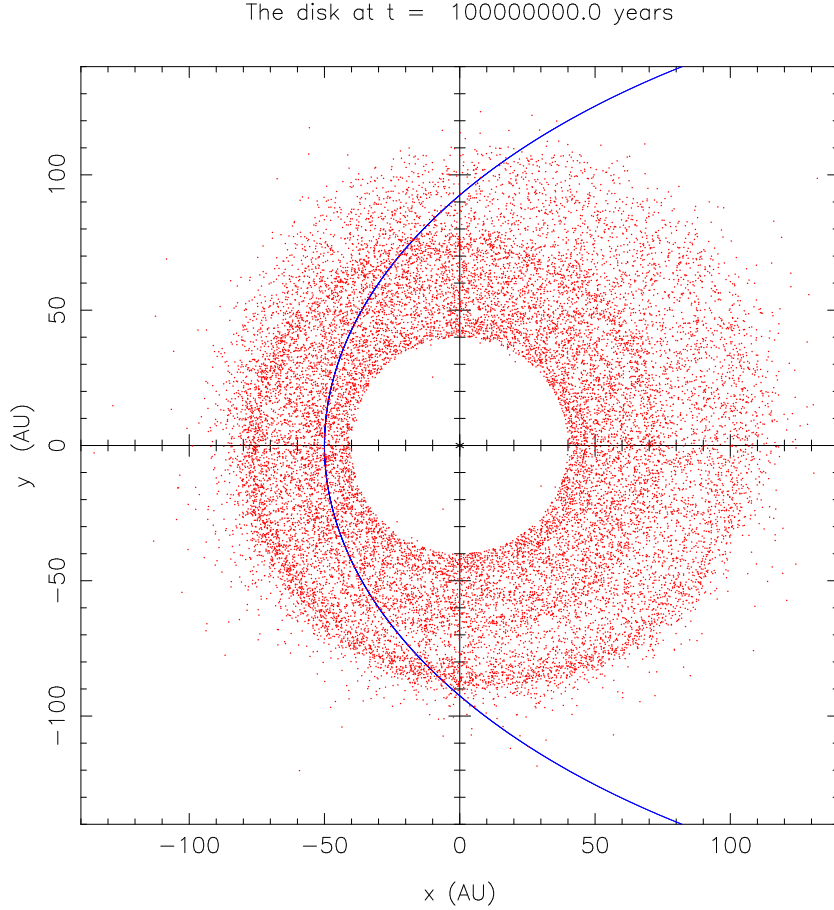


FIGURE 5.19 – Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de la Terre, à la fin de la simulation (10^8 ans). L’orbite de la planète est représentée en bleu. Une structure spirale apparaît dans la partie externe du disque, qui n’est plus centrée sur l’étoile.

résultats sont donnés dans le tableau 5.3.

Masse de la planète (kg)		0 Myr	10 Myr	25 Myr	50 Myr	100 Myr
Sedna	$\sim 4 \times 10^{21}$	0 %	0,005 %	0,005 %	0,005 %	0,02 %
Lune	$7,35 \times 10^{22}$	0 %	0,10 %	0,24 %	0,57 %	1,48 %
Mars	$6,42 \times 10^{23}$	0 %	8,96 %	46,54 %	86,71 %	95,90 %
Terre	$5,97 \times 10^{24}$	0 %	82,56 %	87,57 %	87,83 %	87,80 %
Neptune	$1,02 \times 10^{26}$	0 %	98,80 %	98,97 %	98,99 %	99,18 %

TABLEAU 5.3 – Pourcentage des planétésimaux du disque dont l’excentricité est supérieure à l’excentricité critique $e^* = v_c/v_K$ (qui dépend de la distance à l’étoile), à différents moments de la simulation (Myr = millions d’années), en fonction de la masse de la planète perturbatrice. Lorsque l’excentricité moyenne des planétésimaux est supérieure à e^* , les collisions entre planétésimaux deviennent destructrices et produisent de la poussière.

À partir des données du tableau 5.3, nous avons estimé qu’une planète placée sur une orbite du type de celle de Sedna, traversant un disque de débris, ne peut renforcer la production de poussière dans un disque de débris en moins de 100 millions d’années que si sa masse est

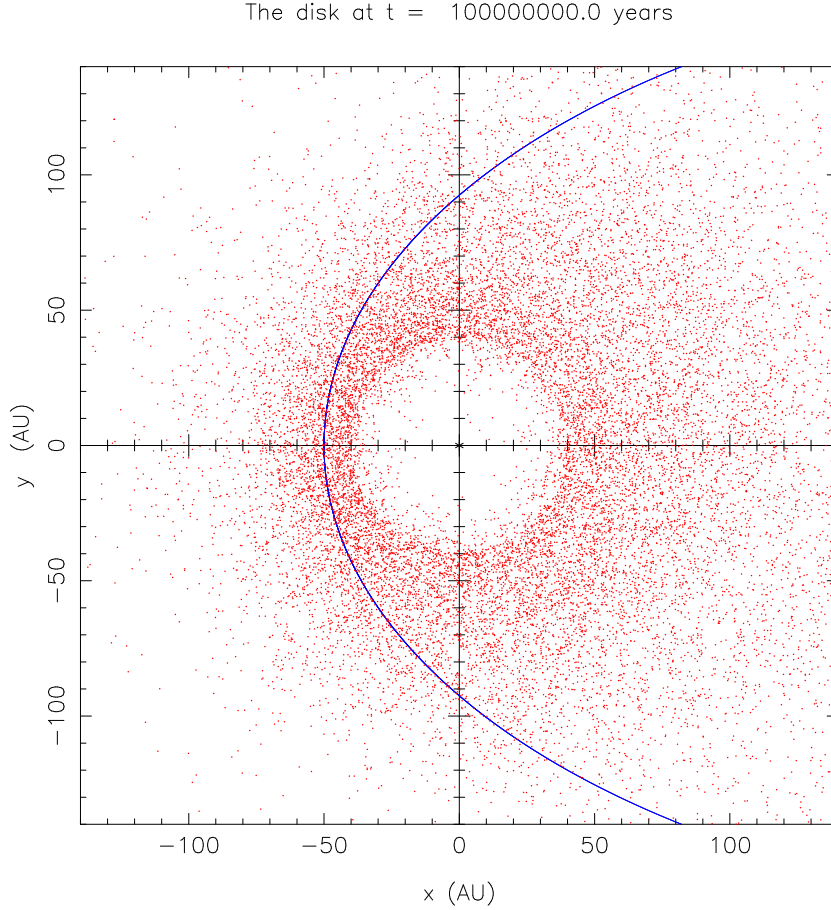


FIGURE 5.20 – Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de Neptune, à la fin de la simulation (10^8 ans). L'orbite de la planète est représentée en bleu. La partie externe du disque a été dispersée, la partie interne est dynamiquement excitée.

supérieure à quelques masses lunaires. Des objets aussi massifs peuvent se former à d'aussi grande distance de leur étoile, cependant il faut en plus une forte perturbation gravitationnelle pour les amener sur des orbites aussi excentriques. Une planète de la masse de Mars peut renforcer la production de poussière sur une échelle de temps de quelques dizaines de millions d'années. Au-dessus de cette masse, l'échelle de temps nécessaire est de quelques révolutions orbitales de la planète.

Au-dessous de la limite de quelques masses lunaires, le disque de débris n'est donc quasiment pas affecté par le passage de la planète. Au dessus, les perturbations de la planète peuvent renforcer la production de poussière dans le disque en augmentant les excentricités orbitales des planétésimaux, voire créer une asymétrie, des structures, des sous-densités ou des surdensités locales dans le disque (voir figure 5.19), qu'un instrument comme ALMA pourrait théoriquement distinguer. L'asymétrie du disque perturbé est sans doute la signature la plus évidente de l'effet de la planète sur le disque. Néanmoins, si la planète est trop massive, elle disperse le disque, ce qui, en augmentant le volume occupé par les planétésimaux, peut diminuer la production de poussière.

5.2.2 Effet de l'inclinaison

Nous avons cherché à estimer si les structures observée dans le cas où la planète orbite dans le plan médian du disque se formaient également dans le cas où l'orbite de la planète est inclinée par rapport à ce plan. Nous avons donc relancé les simulations précédentes en ajoutant une inclinaison de $22,5^\circ$ entre l'orbite de la planète et le disque, pour une planète d'une masse terrestre. Nous avons étudié deux configurations : dans la première, la ligne des apsides et la ligne des nœuds de l'orbite sont confondues et le périastre de la planète est situé au niveau du nœud descendant : c'est le seul point de l'orbite où la planète traverse le disque, à 50 UA de l'étoile. Dans la seconde configuration, ces deux lignes sont orthogonales, le périastre étant situé à 90° (dans le sens trigonométrique) du nœud ascendant ; la planète traverse donc le disque deux fois, à 92,5 UA de l'étoile.

Les figures 5.23 et 5.24 montrent la position des planétésimaux dans le disque, vue depuis trois directions différentes, à l'issue de chaque simulation. On constate d'abord que la structure du disque n'est plus centrée sur l'étoile, du fait d'un mouvement de précession des planétésimaux. L'excitation dynamique, caractérisée par la distribution des excentricités, donnée à la figure 5.21, apparaît très dépendante de l'inclinaison et de la position des nœuds et du périastre : les deux distributions obtenues sont très différentes de celle observée lorsque l'orbite de la planète n'est pas inclinée (voir figure 5.16), et sont également différentes entre elles.

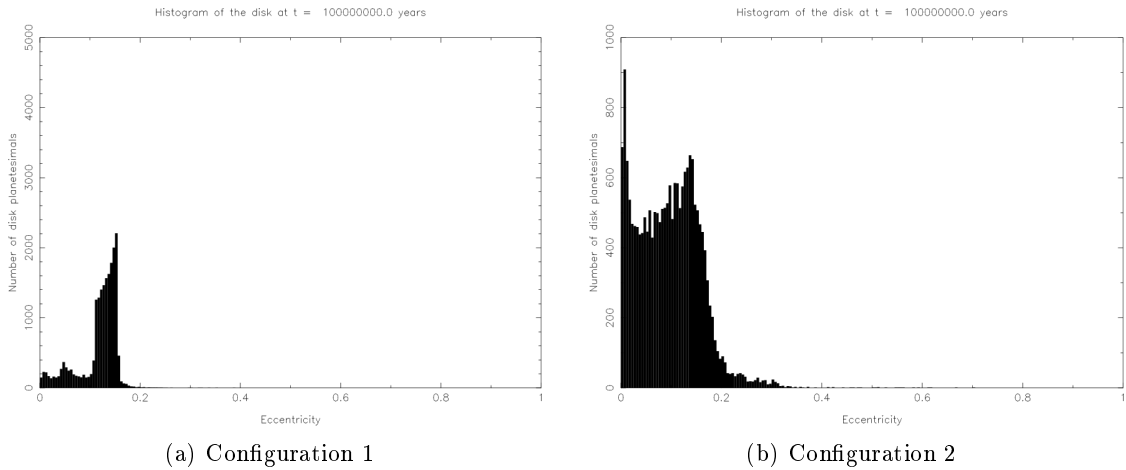


FIGURE 5.21 – Histogrammes des excentricités des planétésimaux du disque, perturbé par une planète d'une masse terrestre d'éléments orbitaux $a = 333,33$ UA, $e = 0,85$, $i = 22,5^\circ$, à l'issue des 100 millions d'années de la simulation. Les deux configurations correspondent aux Ω et ω donnés figures 5.23 et 5.24.

Les inclinaisons des planétésimaux subissent un mouvement d'ensemble, sous l'influence de la planète (voir figure 5.22). Cela se traduit par un « basculement » du plan médian du disque. La direction vers laquelle le disque « penche » le plus vers les x positifs est celle du nœud descendant.

Dans la configuration 1, la distance du périastre, 50 UA, qui est aussi celle à laquelle la planète traverse le disque, sépare le disque en deux parties qui évoluent différemment. Ceci entraîne l'apparition d'un sillon à 50 UA, qui s'étend sur les 180° qui précèdent le périastre (voir figure 5.23(a)). Cet effet avait déjà été observé lorsque l'orbite de la planète n'était pas inclinée par rapport au disque (voir figure 5.19). Toujours à 50 UA, mais de l'autre côté du

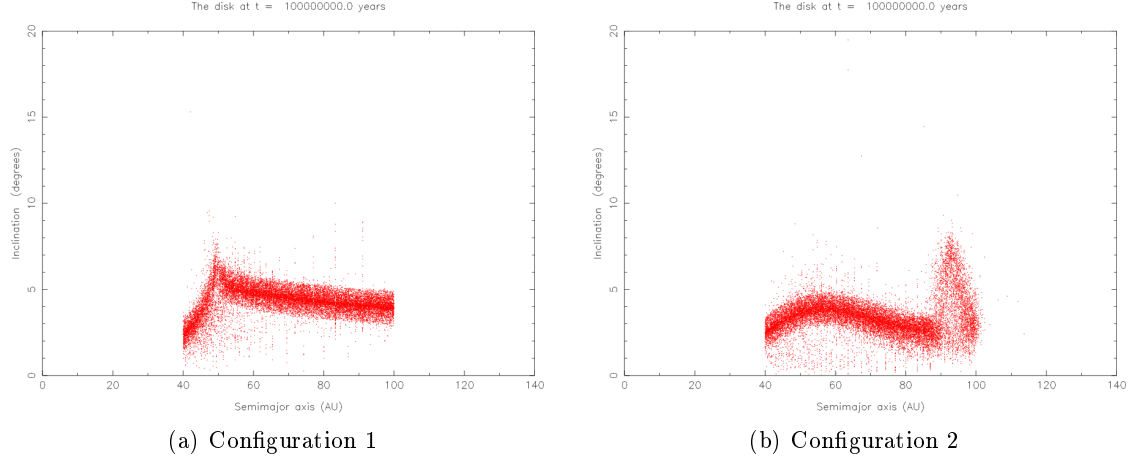


FIGURE 5.22 – Diagramme inclinaison-demi-grand axe des planétésimaux du disque, perturbé par une planète d’une masse terrestre d’éléments orbitaux $a = 333,33$ UA, $e = 0,85$, $i = 22,5^\circ$, à l’issue des 100 millions d’années de la simulation. Les deux configurations correspondent aux Ω et ω donnés figures 5.23 et 5.24.

disque par rapport au sillon, on observe une surdensité de planétésimaux. Les inclinaisons finales des planétésimaux vont de 2° à 8° dans la partie interne du disque, et de 3° à 6° dans la partie externe, la séparation entre les deux étant nette (voir figure 5.22(a)). Les deux parties du disque penchent néanmoins dans le même sens.

Dans la configuration 2, on n’observe pas de sillon dans le disque (voir figure 5.24(a)). Néanmoins, la distribution des inclinaisons en fonction du demi-grand axe (figure 5.22(b)) montrent également un comportement différent en deçà et au-delà de la distance à laquelle la planète traverse le disque (92,5 UA). En deçà, l’inclinaison finale des planétésimaux est comprise entre 2° et 5° et la direction vers laquelle le disque « penche » le plus vers les x positifs est celle du nœud descendant. Au delà de 92,5 UA, les inclinaisons finales des planétésimaux sont comprises entre 1° et 9° , un intervalle plus large qui augmente le volume occupé par les planétésimaux (et diminue donc leur probabilité de collision), et la direction vers laquelle le disque « penche » le plus vers les x positifs est celle de l’apoastré (voir les figures 5.24(b) et 5.24(c)).

Ce phénomène de « double disque » (évolution dynamique différente en deçà et au-delà d’un certain rayon) a été observé dans le disque gauchi (*warped disk*) autour de β Pictoris et interprété comme dû à l’existence d’une planète sur une orbite inclinée par Mouillet et al. (1997) (voir aussi Lagrange et al., 2012). Nous retrouvons ici ce résultat.

Nous avons lancé des simulations avec des inclinaisons différentes pour la planète (45° et 90°), toujours pour une planète d’une masse terrestre, pour chacune des deux configurations. Nous avons constaté que les mêmes effets se produisaient (sillon, basculement du disque, comportement différent des planétésimaux en deçà et au-delà de la distance de croisement entre l’orbite de la planète et du disque), mais avec des valeurs des inclinaisons des planétésimaux d’autant plus petites que l’inclinaison de la planète est élevée. Le sillon est également visible (dans la configuration 1) lorsque l’inclinaison de la planète augmente.

Nous avons également testé l’influence de la masse de la planète, pour une inclinaison de l’orbite de $22,5^\circ$. Nous avons testé cinq masses planétaires, correspondant à celles de Sedna,

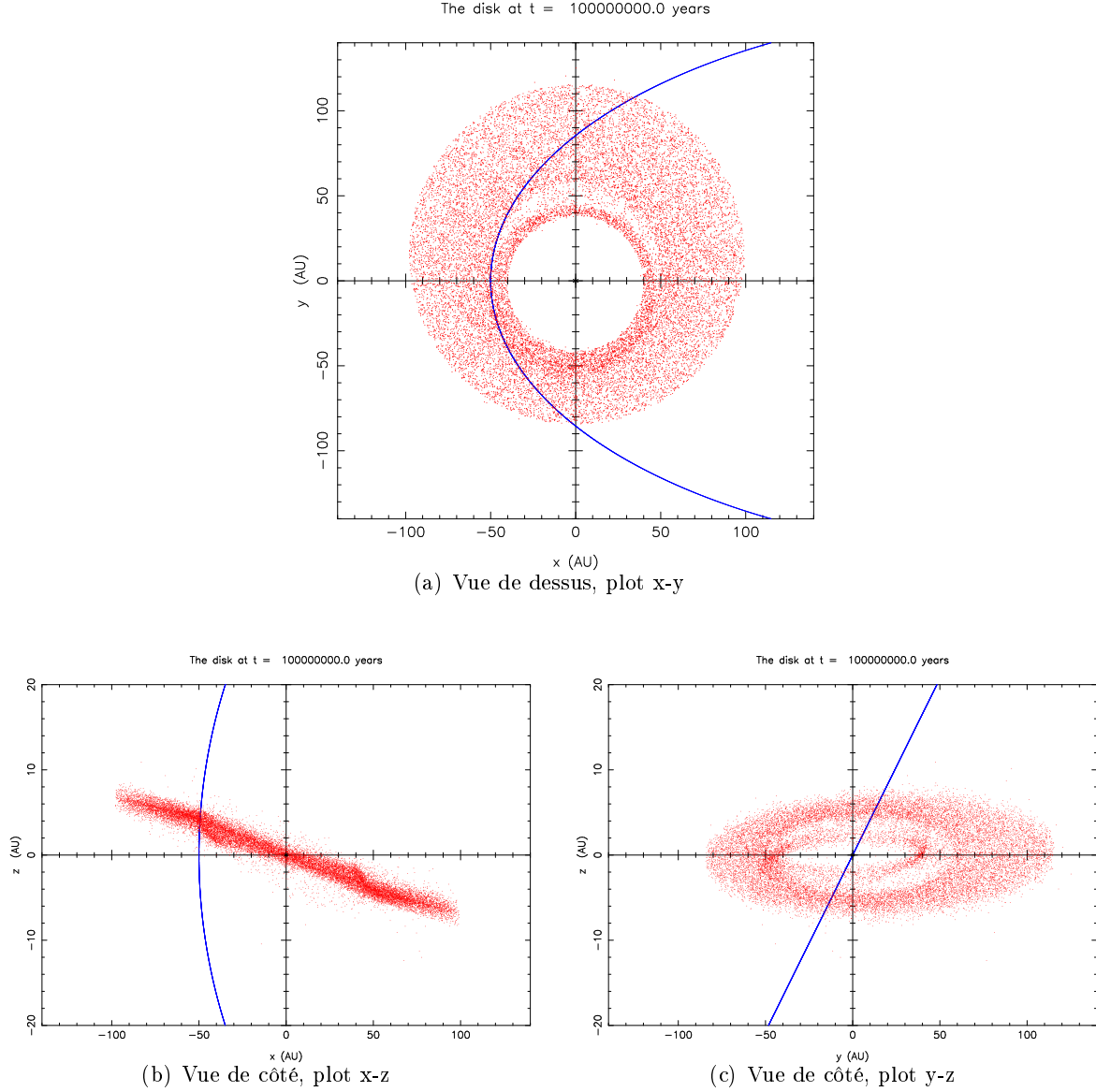


FIGURE 5.23 – Positions des planétésimaux du disque, perturbé par une planète d’une masse terrestre d’éléments orbitaux $a = 333,33$ UA, $e = 0,85$, $i = 22,5^\circ$, $\Omega = 0^\circ$, $\omega = 180^\circ$ (configuration 1, la ligne des apsides et la ligne des nœuds sont confondues et le périastre est situé au niveau du nœud descendant), à l’issue des 100 millions d’années de la simulation. L’orbite de la planète est représentée en bleu. Attention, l’échelle des z n’est pas la même que celle des x et des y .

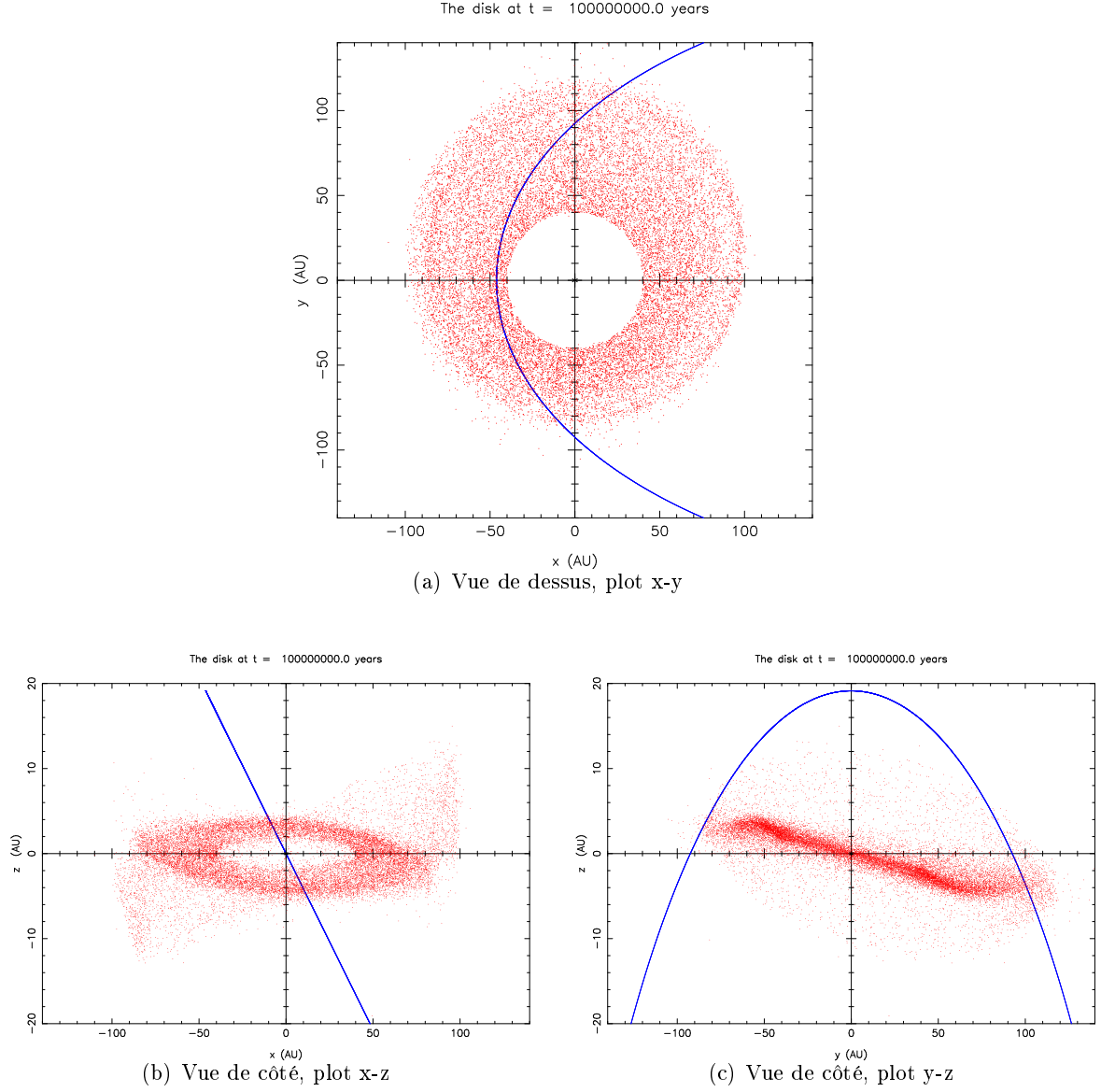


FIGURE 5.24 – Positions des planétésimaux du disque, perturbé par une planète d’une masse terrestre d’éléments orbitaux $a = 333,33$ UA, $e = 0,85$, $i = 22,5^\circ$, $\Omega = 90^\circ$, $\omega = 90^\circ$ (configuration 2, la ligne des apsides et la ligne des nœuds sont orthogonales et le périastre est situé 90° après le nœud descendant), à l’issue des 100 millions d’années de la simulation. L’orbite de la planète est représentée en bleu. Attention, l’échelle des z n’est pas la même que celle des x et des y .

la Lune, Mars, la Terre et Neptune (voir les valeurs au tableau 5.3). Pour une planète d'une masse martienne, on observe un très léger basculement du disque. En deçà de cette masse, aucune structure ni mouvement d'ensemble ne sont discernables. Pour une planète d'une masse neptunienne, au contraire, les effets sont très accentués : les deux parties du disque évoluent indépendamment, plus rapidement que dans le cas d'une masse terrestre, et les inclinaisons atteignent des valeurs très importantes, les deux parties du disque basculant au point de se retourner. Le taux d'éjection final des planétésimaux dépend fortement de la configuration : 1 % lorsque l'inclinaison orbitale de la planète est nulle, 7 % dans la configuration 1 et 35 % dans la configuration 2.

Enfin, nous avons également testé l'effet de la masse de l'étoile : pour une planète d'une masse terrestre avec une inclinaison de $22,5^\circ$, et pour les deux configurations testées, nous avons lancé des simulations avec une étoile de type A de 2,5 masses solaires et une étoile de type M de 0,25 masse solaire, en plus des simulations présentées ci-dessus, effectuées autour d'une étoile G d'une masse solaire. Encore une fois, nous avons observé les mêmes structures et les mêmes effets de séparation et de basculement du disque dans les trois cas. Plus la masse de l'étoile est petite, plus ces effets sont prononcés (valeurs des inclinaisons des planétésimaux plus importantes).

L'excitation dynamique d'un disque de débris par une planète est donc très dépendant de l'inclinaison entre l'orbite de la planète et le disque. Une petite planète traversant un disque de débris, peut, sans disperser le disque, le structurer, le diviser et/ou le faire basculer. Ces effets sont très dépendants de la géométrie de l'orbite par rapport au disque (directions du nœud ascendant et du périastre, points de croisement entre le disque et l'orbite de la planète), et sont d'autant plus importants que l'inclinaison orbitale de la planète est faible, que la masse l'étoile est petite et que la masse de la planète est grande.

Chapitre 6

Modèle pour la population de disques de débris détectés dans l’infrarouge lointain

6.1 Impact des éléments orbitaux des planétésimaux sur la production de poussière

6.1.1 Modèles analytiques

Les simulations numériques réalisées à partir du code décrit au chapitre 2 donnent des informations sur l’excitation dynamique des planétésimaux du disque, et notamment sur la distribution de leurs éléments orbitaux. Néanmoins, les méthodes actuelles de détection de disques de débris ne donnent pas accès aux planétésimaux : seuls les petits grains de poussière sont détectés. Contrairement aux planétésimaux, les grains de poussière ne sont pas soumis qu’aux seules forces gravitationnelles ; ils subissent également les effets du rayonnement stellaire (pression de radiation et effet Poynting-Robertson) (Augereau and Beust, 2006). Leur dynamique orbitale n’est donc pas tout à fait la même que celle des planétésimaux.

Afin de relier les simulations numériques effectuées aux observations, il convient donc d’évaluer de quelle manière l’état d’excitation dynamique des planétésimaux du disque affecte la production de poussière. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature afin de déterminer la quantité de poussière présente dans un disque de débris, et son évolution en fonction du temps, en fonction d’une population de planétésimaux parents. Dans le contexte de cette thèse, nous avons utilisés deux de ces modèles : le modèle de Dominik and Decin (2003) et celui de Wyatt et al. (1999), complété par Wyatt and Dent (2002) et par Wyatt et al. (2007a).

Les deux modèles décrivent des disques en état d’équilibre collisionnel. Les collisions entre les planétésimaux génèrent une cascade collisionnelle : chaque collision destructrice entre objets du disque produit des résidus de tailles diverses, plus petits que les objets parents. Ces résidus vont à leur tour subir des collisions. Les plus petits des grains ainsi formés sont sensibles aux effets du rayonnement stellaire (effet Poynting-Robertson et pression de radiation) et sont ainsi éjectés du disque. À l’équilibre, le flux de masse entrant dans la cascade collisionnelle, dû aux collisions entre planétésimaux, est égal au flux de masse en sortant, qui correspond aux grains de poussière évacués par le rayonnement stellaire.

Dans une cascade collisionnelle à l'équilibre, la distribution de taille des objets suit une loi de puissance : le nombre de grains dont la taille est comprise entre a et $a + da$ est proportionnel à $a^\gamma da$ où $\gamma = -3,5$ (Dohnanyi, 1969). Une étude numérique (Thébault and Augereau, 2007) a montré que la distribution de taille des grains (petites tailles) s'écartait de cette loi en devenant plus « ondulée ». Les deux modèles supposent que toute la poussière produite dans le disque de débris est issue de collisions parmi une population de planétésimaux de même rayon a_c , et de même masse volumique ρ_c .

Le modèle de Dominik and Decin (2003), le plus simple des deux, utilise un modèle « particle-in-a-box » à propos des collisions dans le disque. Le temps entre deux collisions entre planétésimaux parents s'écrit :

$$\tau_c = \frac{V}{v_{rel}\sigma_c N_c} \quad (6.1)$$

où V est le volume décrit par les planétésimaux lors de leur course dans le disque, N_c leur nombre à l'âge t du disque de débris, v_{rel} leur vitesse relative de collision et $\sigma_c = 4\pi a_c^2$ la section efficace géométrique de collision entre deux planétésimaux. Avec :

$$t_s = \frac{V}{v_{rel}\sigma_c} \quad (6.2)$$

Dominik and Decin (2003) modélisent l'évolution du nombre de comètes due aux collisions destructrices par :

$$\frac{dN_c}{dt} = -2\frac{N_c^2}{t_s} \quad (6.3)$$

Ils en déduisent l'évolution du nombre de comètes en fonction de l'âge du disque :

$$N_c(t) = \frac{N_c(0)}{1 + 2N_c(0)t/t_s} \quad (6.4)$$

Le produit des collisions entre comètes génère une cascade collisionnelle. Dans cette cascade, tout grain de poussière de rayon a peut être détruit par un autre grain de taille supérieure à ϵa . Le facteur ϵ se calcule à partir de la vitesse relative v_{rel} des grains et de l'énergie de liaison par unité de masse S :

$$\epsilon^3 = \frac{v_{rel}^2}{4S} - \sqrt{\frac{v_{rel}^4}{16S^2} - \frac{v_{rel}^2}{2S}} - 1 \quad (6.5)$$

Les grains de poussière peuvent être soit détruits par collisions entre eux, soit évacués par effet Poynting-Robertson. Dans un disque dominé par les collisions, le nombre de grains visibles d'une taille a_{vis} dans le disque est donné par :

$$n_{coll} = N_c(t) a_c^{-(\gamma+1)} \sqrt{\frac{-8(\gamma+1)}{\epsilon^{(\gamma+1)}}} a_{vis}^{(\gamma+1)} \quad (6.6)$$

A contrario, dans un disque où l'évacuation des grains de poussière visibles est dominé par l'effet Poynting-Robertson, le nombre de grains d'une taille a_{vis} dans le disque s'écrit :

$$n_{PR} = N_c^2 \frac{3a_c^5 c}{a_{vis}^3 r^2 v_K} \quad (6.7)$$

où c est la vitesse de la lumière et v_K la vitesse képlérienne du grain, sur d'une orbite de rayon r autour d'une étoile de masse M_* :

$$v_K = \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \quad (6.8)$$

La luminosité fractionnaire (*covering fraction*) f_d du disque s'écrit dès lors :

$$f_d = \frac{n_{vis}\pi a_{vis}^2}{4\pi r^2} \quad (6.9)$$

où

$$n_{vis} = \min(n_{coll}, n_{PR}) \quad (6.10)$$

et r est le rayon moyen du disque.

Le modèle analytique de Dominik and Decin (2003) considère que la cascade collisionnelle n'est initiée que par les collisions des planétésimaux parents entre eux. Le modèle de Wyatt et al. (2007a) le complète en y ajoutant les collisions entre les planétésimaux initiaux et les résidus de collisions antérieures. La durée de vie collisionnelle des planétésimaux s'y écrit donc différemment :

$$\tau_c = \frac{4\pi r^2 dr \times i}{v_{rel} \sigma_{tot} f_{cc}} \quad (6.11)$$

Le numérateur de l'équation 6.11 représente le volume du disque occupé par les planétésimaux (dr est la largeur du disque, r sa distance moyenne à l'étoile, i l'inclinaison, en radian, des planétésimaux). σ_{tot} est la section efficace de tous les planétésimaux et grains du disque, reliée à leur masse totale M_{tot} , dans l'hypothèse d'une cascade collisionnelle à l'équilibre, par :

$$\sigma_{tot} = \frac{3M_{tot}}{4\rho_c} \frac{\gamma + 4}{-\gamma - 3} \frac{d_{bl}^{\gamma+3}}{d_c^{\gamma+4}} \quad (6.12)$$

où ρ_c est la masse volumique moyenne des planétésimaux, $d_c = 2a_c$ leur diamètre et d_{bl} est la « blow-out size », taille au-dessous de laquelle les grains de poussière sont évacués par la pression de radiation stellaire (Wyatt et al., 2007b) :

$$d_{bl} = 8 \times 10^{-7} \frac{2700}{\rho_c} \frac{L_*}{M_*} \quad (6.13)$$

où d_{bl} et ρ_c sont en unités du système international et la luminosité L_* et la masse M_* de l'étoile sont en unités solaires.

f_{cc} est défini dans Wyatt et al. (1999) et correspond au nombres d'impacteurs qui peuvent entrer en collision avec chaque planétésimal ; il s'écrit (voir Wyatt et al., 2007a) :

$$f_{cc} = \left(\frac{d_c}{d_{bl}}\right)^{\gamma+3} \left[(\epsilon^{\gamma+3} - 1) + \frac{2\gamma+6}{\gamma+2} (\epsilon^{\gamma+2} - 1) + \frac{\gamma+3}{\gamma+1} (\epsilon^{\gamma+1} - 1) \right] \quad (6.14)$$

Le facteur ϵ (appelé X_c dans Wyatt et al. (2007a)) est relié à la vitesse relative des planétésimaux par la formule :

$$\epsilon = \left(\frac{2Q_D^*}{v_{rel}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6.15)$$

où Q_D^* est l'énergie spécifique incidente requise pour détruire catastrophiquement un planétésimal ou un grain de poussière.

Dans le modèle de Wyatt et al. (2007a), la masse totale du disque de débris diminue en fonction du temps selon l'expression :

$$M_{tot}(t) = \frac{M_{tot}(0)}{1 + \frac{t}{\tau_c(0)}} \quad (6.16)$$

où $M_{tot}(0)$ est la masse originelle du disque de débris. On peut ensuite en déduire la luminosité fractionnaire du disque :

$$f_d = \frac{3M_{tot}(t)}{16\pi\rho_c r^2} \frac{\gamma + 4}{-\gamma - 3} \frac{d_{bl}^{\gamma+3}}{d_c^{\gamma+4}} \quad (6.17)$$

6.1.2 Distribution des excentricités

Dans ces deux modèles d'évolution des disques de débris, la vitesse relative de collision v_{rel} s'écrit :

$$v_{rel} = f(e, i) v_K \quad (6.18)$$

où v_K est la vitesse képlérienne à la distance r moyenne du disque à l'étoile, définie à l'équation 6.8, et $f(e, i)$ dépend des éléments orbitaux (excentricités et inclinaisons) des planétésimaux. Dans Dominik and Decin (2003), $f(e, i) = i$, l'effet de l'excentricité orbitale des planétésimaux n'étant pas prise en compte. Wyatt et al. (2007a) utilise l'expression développée par Lissauer and Stewart (1993), valide dans le cas de la distribution de Rayleigh des excentricités et inclinaisons des planétésimaux dans un disque auto-gravitant :

$$f(e, i) = \sqrt{1.25e^2 + i^2} \quad (6.19)$$

Pour ces deux modèles, la vitesse relative de collision v_{rel} est calculée à partir d'une moyenne des éléments orbitaux des planétésimaux, issue d'une distribution simple de leurs excentricités et inclinaisons. Or nous avons vu dans les chapitres 4 et 5 que la distribution des éléments orbitaux dans le disque peut prendre des formes diverses et être parfois très étalée. Dans ce travail, nous avons cherché à prendre en compte la distribution des éléments orbitaux des planétésimaux du disque afin d'affiner ce modèle ; nous avons cherché à estimer quelle est l'importance de cette amélioration.

Si la distribution des éléments orbitaux des planétésimaux parents peut être obtenue à partir des simulations numériques (voir les chapitres 4 et 5), celle des résidus des collisions entre planétésimaux est nettement plus délicate à déterminer. La prise en compte des distributions d'éléments orbitaux dans le temps et à chaque étape (collision) de la cascade collisionnelle nécessite des développements excessivement lourds, tant d'un point de vue analytique que numérique. Aussi avons-nous décidé, pour une première approche, de nous restreindre à un problème simple.

Nous avons considéré un disque dans lequel les planétésimaux, ainsi que les résidus issus des collisions, sont répartis en cinq familles d'excentricités e_i différentes. La proportion de chacune de ces familles par rapport au nombre total de planétésimaux est notée $n(e_i)$. Le disque

est également divisés en cinq anneaux, de largeurs égales. Chacun de ces anneaux présente la même distribution en excentricités. La distribution des inclinaisons n'est pas ici prise en compte.

La vitesse relative de collision v_{rel} dépend de l'excentricité des planétésimaux. Les collisions entre planétésimaux issus d'un même ensemble représentent une proportion de $n(e_i)^2$ par rapport à l'ensemble des collisions possibles ; pour les collisions entre planétésimaux issus de deux ensembles différents, la proportion est de $n(e_i).n(e_j)$. La vitesse relative de collision v_{rel} est calculée à partir des équations 6.8, 6.18 et 6.19 ; dans le cas où les planétésimaux n'ont pas la même excentricité, la moyenne quadratique des excentricités est utilisée dans l'équation 6.19.

À partir des équations 6.9 et 6.17, la luminosité fractionnaire du disque est calculée de deux façons : d'abord à partir de la moyenne globale des éléments orbitaux du disque ; ensuite en faisant un moyenne pondérée des vitesses relatives calculées de la façon décrite au paragraphe précédent :

$$f_d = \sum_i \sum_j n(e_i)n(e_j)f_d(e_i, e_j) \quad (6.20)$$

Les résultats de ces deux façons de calculer f_d sont ensuite comparés.

Proportion $n(e_i)$					$\langle e \rangle$	Écart entre les deux f_d calculés	
$e_i = 0,05$	$e_i = 0,15$	$e_i = 0,25$	$e_i = 0,35$	$e_i = 0,45$		Modèle DD03	Modèle W07a
0 %	0 %	100 %	0 %	0 %	0,25	6,7 %	2,7 %
10 %	20 %	40 %	20 %	10 %	0,25	13 %	33 %
20 %	20 %	20 %	20 %	20 %	0,25	21 %	65 %
25 %	20 %	10 %	20 %	25 %	0,25	27 %	85 %
10 %	40 %	0 %	40 %	10 %	0,25	16 %	51 %
40 %	10 %	0 %	10 %	40 %	0,25	52 %	144 %
35 %	30 %	20 %	10 %	5 %	0,17	27 %	39 %
40 %	45 %	5 %	5 %	5 %	0,14	26 %	24 %
5 %	10 %	20 %	30 %	35 %	0,33	10 %	31 %
5 %	5 %	5 %	45 %	40 %	0,36	8,6 %	22 %

TABLEAU 6.1 – Comparaison entre les valeurs des luminosités fractionnaires du disque calculées dans un cas avec la moyenne des éléments orbitaux des planétésimaux, dans l'autre cas en tenant compte de leur distribution. On obtient systématiquement un nombre plus important dans ce dernier cas. Les planétésimaux sont répartis entre cinq familles d'excentricités moyennes $e_1 = 0,05$, $e_2 = 0,15$, $e_3 = 0,25$, $e_4 = 0,35$, $e_5 = 0,45$, dont les poids relatifs sont donnés dans les cinq premières colonnes du tableau. L'excentricité moyenne de l'ensemble des planétésimaux du disque est donnée à la colonne suivante. Le disque de débris s'étend de 35 à 50 UA, et est divisé en six anneaux, chacun correspondant à un demi-grand axe différent pour les planétésimaux. La colonne "Modèle DD03" correspond au modèle de Dominik and Decin (2003), avec $S = 200 \text{ J.kg}^{-1}$, $\rho_c = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $a_{vis} = 1 \text{ }\mu\text{m}$, $M_* = 1 \text{ M}_\odot$, $M_{tot}(0) = 10 \text{ M}_\oplus$ et le volume V du disque est calculé avec une hauteur H telle que $H(r) = r/5$. La colonne "Modèle W07a" correspond au modèle de Wyatt et al. (2007a), avec $Q_D^* = 200 \text{ J.kg}^{-1}$, $\rho_c = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$, $d_{bl} = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $M_* = 2,9 \text{ M}_\odot$, $M_{tot}(0) = 10 \text{ M}_\oplus$ et $i = 0,15 \text{ rad}$.

Cette méthode n'est qu'une première approximation, et ne peut que donner une idée de l'effet de la distribution des éléments orbitaux du disque sur la production de poussière. L'équation 6.20 sépare les collisions entre planétésimaux parents en plusieurs groupes et calcule une moyenne pondérée sur ces groupes de collisions. Dans un disque dominé par les collisions, la quantité de poussière finale est proportionnelle au nombre de collisions entre planétésimaux parents (et donc proportionnelle au carré du nombre de planétésimaux parents, Dominik and

Decin (voir 2003, partie 2.3)). Cette méthode revient donc à supposer que la distribution des collisions en fonction des éléments orbitaux de leurs planétésimaux parents se retrouve dans la quantité de poussière finale. Or la distribution des éléments orbitaux des résidus des premières collisions peut différer de celle des planétésimaux parents ; sa prise en compte tout au long de la cascade collisionnelle nécessiterait une analyse numérique nettement plus poussée.

Les résultats de cette méthode sont donnés dans le tableau 6.1 ; ils montrent que la prise en compte, même imparfaite, de la distribution des éléments orbitaux des planétésimaux dans les disques de débris aboutit à des estimations de la luminosité fractionnaire de ces disques légèrement supérieure à ce que l'on trouve en partant d'une moyenne globale des ces éléments orbitaux. Néanmoins, l'écart entre les résultats de ces deux calculs est peu significatif, atteignant rarement un facteur deux. Les modèles de disque de débris utilisant une moyenne globale des éléments orbitaux dans les disques semblent donc entraîner une légère sous-estimation de leur luminosité fractionnaire, mais cette sous-estimation nous semble négligeable. Nous ne tiendrons donc pas compte de la distribution des éléments orbitaux dans les disques de débris dans la suite de ce chapitre.

Wyatt et al. (2007a) et Löhne et al. (2008) utilisent une seule valeur moyenne de l'excentricité dans leurs modèles, mais leurs résultats montrent que changer la valeur de l'excentricité moyenne des planétésimaux d'un disque de débris ne fait pas varier la luminosité fractionnaire de plus d'un ordre de grandeur. Il semble donc que l'excentricité des planétésimaux du disque de débris, si elle est essentielle pour faire démarrer la cascade collisionnelle (afin que les vitesses relatives des planétésimaux soient suffisamment importantes pour que les collisions soient destructrices), n'est pas un paramètre majeur de l'évolution des disques de débris.

6.2 Modélisation de la population de disques de débris

Les disques de débris sont le plus souvent détectés à partir de leur émission thermique, dans l'infrarouge ou le submillimétrique. Nous proposons ici une étude statistique des disques relevés par Su et al. (2006) et par Trilling et al. (2008) afin d'en déterminer les caractéristiques physiques.

6.2.1 Procédure d'ajustement du modèle d'évolution de Wyatt et al. (2007a) sur les données de *Spitzer*

Dans ce travail, nous utilisons le modèle d'évolution des disques de débris développé par Wyatt et al. (2007a), décrit ci-dessus, pour sa simplicité et sa précision. Cela revient à supposer que la poussière des disques de débris observés est issue des collisions au sein d'une ceinture de planétésimaux, lesquelles génèrent une cascade collisionnelle. Ces disques de débris sont suffisamment denses pour que la dynamique de la poussière soit dominée par les collisions entre grains plutôt que par l'effet Poynting-Robertson. Les équations utilisées sont l'équation 6.8 et les équations 6.11 à 6.19.

Q_D^* , le seuil d'énergie spécifique incidente nécessaire pour détruire les planétésimaux lors de la collision, dépend du plus grand des planétésimaux impliqués dans la collision ; il peut

être modélisé ainsi (Benz and Asphaug, 1999) :

$$Q_D^* = Q_0 \left(\frac{d_c}{2} \right)^a + B\rho \left(\frac{d_c}{2} \right)^b \quad (6.21)$$

D'après Benz and Asphaug (1999), pour du basalte ou de la glace, et des vitesses de collision allant de 0,5 à 5 km.s⁻¹, la valeur de Q_0 peut aller de 1600 à 9000 J.kg⁻¹, B de $0,3 \times 10^5$ à $2,1 \times 10^5$ J.m⁻³.kg⁻², $a \approx -0,4$ et $b \approx 1,2$. Nous faisons ici l'hypothèse que Q_D^* est indépendant de l'évolution du disque.

La formule 6.17 peut être améliorée en prenant en compte l'extension spatiale du disque. Avec $\gamma = -7/2$, la section efficace cumulée de tous les planétésimaux et grains du disque de débris à l'âge t de l'étoile s'écrit :

$$A(t) = \frac{3M_{tot}(t)}{2\rho\sqrt{d_{bl}d_c}} \quad (6.22)$$

Nous considérons que les grains de poussière dans le disque sont répartis radialement suivant une loi de puissance $\Sigma_p r^\alpha$, entre un rayon interne $r_{in} = r - dr/2$ et un rayon externe $r_{out} = r + dr/2$. Le terme $\Sigma_p r^\alpha$ représente la section efficace émittrice totale des grains de poussière par unité de surface du disque. En faisant l'hypothèse que ces grains absorbent la lumière stellaire avec une efficacité de 100 % ($Q_{abs} = 1$), leur émission totale est proportionnelle à $A(t) = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r dr \Sigma_p r^\alpha$. La luminosité fractionnaire peut dès lors s'écrire :

$$f_d(t) = \frac{L_{dust}}{L_*} = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{2\pi r dr \Sigma_p r^\alpha}{4\pi r^2} \quad (6.23)$$

ce qui donne, si $\alpha \neq -2$ et $\alpha \neq 0$:

$$f_d(t) = \frac{A(t)}{2\pi} \frac{\alpha + 2}{\alpha} \frac{r_{out}^\alpha - r_{in}^\alpha}{r_{out}^{\alpha+2} - r_{in}^{\alpha+2}} \quad (6.24)$$

Dans notre modèle, nous avons synthétisé une population de disques de débris, en choisissant une distribution lognormale pour les masses initiales des disques $M_{tot}(0)$ et une loi de puissance pour le rayon moyen r des disques. La distribution lognormale des masses initiales est justifiée par l'étude des disques protoplanétaires dans le domaine submillimétrique de Andrews and Williams (2005), qui trouve une distribution de masse centrée sur $M_{mid} = 15 M_\oplus$ et une largeur à 1σ de $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex. La distribution des rayons moyens des disques est une loi de puissance $n(r) \propto r^\gamma$ où r est compris entre r_1 et r_2 (avec $r_2 > r_1$).

Les valeurs des masses initiales et des rayons moyens des disques sont générées en utilisant la méthode de la transformée inverse (voir le résultat sur la figure 6.1) : si y est une variable aléatoire dont la densité de probabilité est f , on peut l'obtenir en inversant, analytiquement ou numériquement, l'expression :

$$x = \int_0^y f(t) dt \quad (6.25)$$

où x est une variable aléatoire distribuée uniformément entre 0 et 1 (Devroye, 1986). Par exemple, pour les rayons moyens des disques, avec une densité de probabilité r^γ , la variable y s'écrit explicitement : $y = \left[(r_2^{\gamma+1} - r_1^{\gamma+1}) x + r_1^{\gamma+1} \right]^{\frac{1}{\gamma+1}}$.

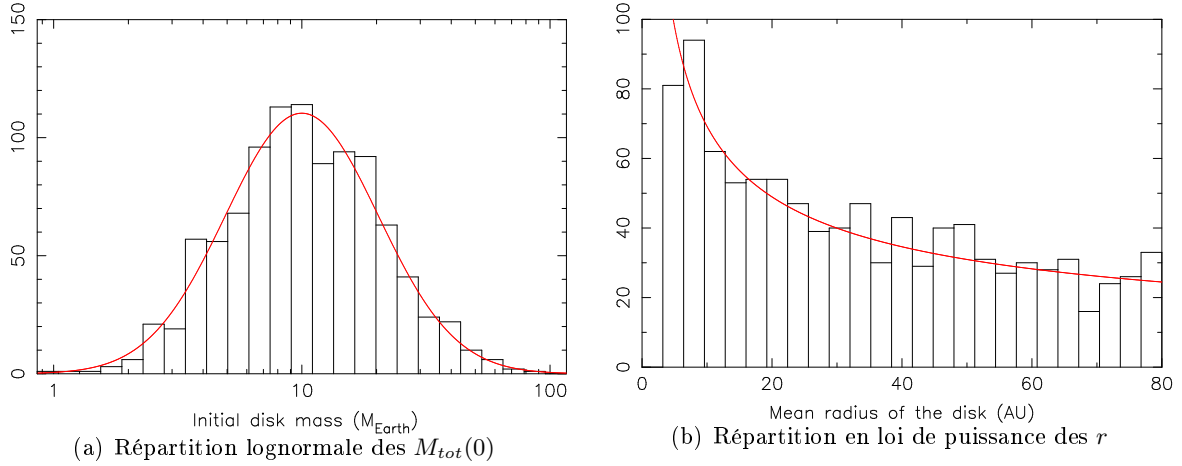


FIGURE 6.1 – Exemples d’histogrammes de masses initiales $M_{tot}(0)$ et de rayons moyens r d’une population de disques de débris simulée numériquement. $M_{tot}(0)$ suit une distribution lognormale (ici avec $M_{mid} = 10 M_{\oplus}$ et $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex) et r une loi de puissance (ici avec $r_1 = 4$ UA, $r_2 = 80$ UA et $\gamma = -0,5$). La loi de répartition théorique est tracée en rouge.

Le modèle d’évolution des disques que nous avons utilisé contient de nombreuses variables et ouvre ainsi un espace des paramètres extrêmement vaste. Les variables liées à l’étoile (masse M_* , luminosité L_* , âge t) sont issues des relevés de disques de débris de Su et al. (2006) et de Trilling et al. (2008). La largeur à 1σ de la distribution lognormale des masses initiales des disques $\sigma_{M_{tot}}$ est fixée à 0,71 dex (Andrews and Williams, 2005), et le γ de la loi de puissance des rayons moyens r est fixé à -0,5, nombre déduit des distributions des rayons de onze disques protoplanétaires mesurés par le SMA (Andrews et al., 2011) et de neuf disques de débris observés autour d’étoiles A grâce aux données *Herschel* du programme DEBRIS (Booth et al., 2013). La masse médiane de la distribution lognormale des masses initiales de disques M_{mid} et les bornes de la distribution des rayons moyens des disques r_1 et r_2 sont des paramètres indépendants pour notre ajustement.

Nous avons fixé $e = i = 0,05$ ainsi que $dr = r/2$, à l’instar de Wyatt et al. (2007b) et de Kains et al. (2011); $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ pour la glace et $\rho = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$ pour le basalte; $\alpha = -1,5$, selon le modèle de la *Minimum Mass Solar Nebula*. Le diamètre des planétésimaux les plus grands d_c est le quatrième paramètre indépendant de notre étude.

Les échantillons de disques de débris utilisés dans cette étude, autour des étoiles A (Su et al., 2006) et des étoiles FGK (Trilling et al., 2008), basés sur des données *Spitzer* à $24 \mu\text{m}$ et à $70 \mu\text{m}$, ne sont pas statistiquement représentatifs des étoiles de l’environnement solaire. Ces échantillons ont été conçus à partir de plusieurs programmes d’observation dont les critères de sélection et les temps d’intégration n’étaient pas les mêmes. Par exemple, on constate dans ces deux échantillons d’étoiles que les types spectraux correspondant aux étoiles les plus brillantes de la séquence principale sont surreprésentés par rapport à leur poids relatif dans l’environnement stellaire.

Aussi, plutôt que de modéliser toute une population d’étoiles du voisinage solaire et de la comparer avec celle des échantillons pour utiliser le taux de détection (nombre de disques détectés / nombre d’étoiles de l’échantillon) comme observable ainsi que l’ont fait Wyatt et al. (2007b) et Kains et al. (2011), nous avons utilisé les étoiles autour desquelles un disque de débris

avait été détecté et utilisé la luminosité fractionnaire de la poussière des disques (L_{dust}/L_*) comme observable. Dans le sous-échantillon ainsi obtenu, les distances, âges et types spectraux des étoiles sont connus, et nous pouvons déduire du type spectral la masse et la luminosité de ces étoiles. Une population de disque de débris est synthétisée autour de ces étoiles, avec les distributions de masses initiales et de rayons moyens décrites ci-dessus. L'évolution de ces disques de débris est calculée en prenant les âges des étoiles et donne une distribution simulée de luminosités fractionnaires, qui a ensuite été comparée à la distribution des luminosités fractionnaires des disques observés. L'avantage d'utiliser la luminosité fractionnaire est qu'elle ne dépend pas de la distance de l'étoile, et qu'elle combine les informations des mesures effectuées à $24\ \mu\text{m}$ et à $70\ \mu\text{m}$; l'inconvénient est que la taille de l'échantillon est moindre, tous les disques de débris n'ayant pas d'excès photométrique mesuré à chacune des deux longueurs d'onde.

La procédure d'ajustement que nous avons développée est basée sur l'utilisation de l'information contenue dans la forme de la distribution des luminosités fractionnaires des disques de l'échantillon. Cette distribution n'est naturellement pas échantillonnée complètement pour les bas L_{dust}/L_* ; ceci produit un biais dans l'ajustement qui tend à surestimer la valeur médiane de cette distribution des L_{dust}/L_* , et en conséquence les valeurs médianes de $A(t)$ et de $M_{tot}(0)$.

Quatre paramètres libres sont étudiés dans notre ajustement : M_{mid} , r_1 , r_2 et d_c . L'espace des paramètres formé par ces quatre variables a été exploré numériquement : pour chaque point de cet espace des paramètres à quatre dimensions, cent simulations ont été menées, où les valeurs de $M_{tot}(0)$ et de r sont à chaque fois générées aléatoirement de manière à correspondre à une loi, respectivement, lognormale et de puissance. La distribution des luminosités fractionnaires ainsi simulée est ensuite comparée à celle issue des observations à l'aide d'un test de Kolmogorov-Smirnov (voir une illustration à la figure 6.2). La moyenne des cent tests de Kolmogorov-Smirnov est calculée pour chacun des points de l'espace des paramètres.

Le test de Kolmogorov-Smirnov mesure le plus grand écart Δ entre les deux échantillons de données considérées puis estime la probabilité de trouver un Δ aussi grand dans le cas où les deux échantillons seraient issus de la même loi de répartition. Une faible probabilité indique que les deux échantillons ne sont pas issus de la même loi de répartition, c'est-à-dire dans notre cas que les valeurs des paramètres (M_{mid}, r_1, r_2, d_c) ne peuvent générer une distribution de luminosités fractionnaires semblable à celle observée. Nous avons utilisé les algorithmes de Press et al. (1992), qui sont fiables pour des échantillons de plus de 20 points.

Nous avons ensuite testé la procédure d'ajustement utilisée, en l'appliquant à une série de luminosités fractionnaires de disques simulées à partir de valeurs connues des quatre paramètres libres. Ces données simulées ont été calculées à partir du modèle de Wyatt et al. (2007a) résumé ci-dessus, complété de la relation entre Q_D^* et d_c (équation 6.21) et de la prise en compte de la largeur du disque (équation 6.24). Un bruit uniforme aléatoirement généré de $\pm 20\%$ a été ajouté à ces données. La première série de données simulées a été calculée avec les valeurs *a priori* $M_{mid} = 4\ M_\oplus$, $d_c = 10\ \text{km}$, $r_1 = 6,5\ \text{UA}$ et $r_2 = 35\ \text{UA}$; la seconde série utilise $M_{mid} = 40\ M_\oplus$, $d_c = 350\ \text{km}$ et les mêmes valeurs de r_1 et r_2 . Les âges, masses et luminosités stellaires sont ceux de l'échantillon de Su et al. (2006). Les autres paramètres sont fixés à $\gamma = -0,5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0,71\ \text{dex}$, $e = i = 0,05$ (en radians pour i), $dr = r/2$, $\alpha = -1,5$ et le matériau des planétésimaux est la glace d'eau.

Les résultats du test pour les deux séries de données simulées sont montrés dans la figure 6.3. Les zones de l'espace des paramètres où le test de Kolmogorov-Smirnov (K-S) donne une

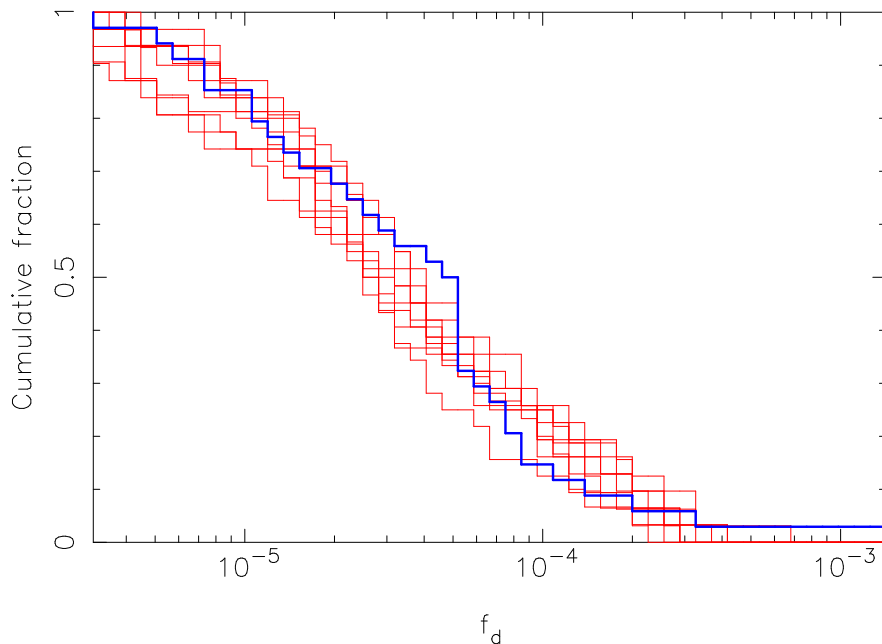


FIGURE 6.2 – Distributions cumulées des luminosités fractionnaires des disques de débris ; la ligne bleue correspond aux observations du relevé d'étoiles A de Su et al. (2006) ; les lignes rouges correspondent à huit simulations indépendantes calculées avec les mêmes paramètres (M_{mid}, r_1, r_2, d_c) mais des valeurs aléatoires différentes pour les masses et rayons de la population de disques. Seuls les résultats de huit simulations sont montrés ici, mais cent simulations ont été en fait calculées à chaque point de l'espace des paramètres (M_{mid}, r_1, r_2, d_c). Le test de Kolmogorov-Smirnov est utilisé pour évaluer si les distributions observée et simulées peuvent être issues de la même distribution parente ; dans ce cas, en faisant la moyenne de cent simulations, le résultat du test est de 75 % de probabilité que ce soit le cas.

probabilité supérieure à 90 % sont grandes, mais elles contiennent bien les valeurs *a priori* choisies pour calculer les données simulées, et ces zones ne se recouvrent pas : ce test montre que les deux solutions peuvent être distinguées par cette méthode. Les résultats sont d'autant plus concluants que les pics de probabilité K-S (le jeu de paramètres pour lequel le résultat du test K-S est maximal) sont très proches des valeurs à priori des paramètres M_{mid} et d_c . Les deux populations de disques ici simulées peuvent donc clairement être distinguées.

6.2.2 Application aux étoiles A

Nous avons appliqué la procédure de modélisation aux étoiles du relevé *Spitzer* de Su et al. (2006). L'instrument MIPS de *Spitzer* a mesuré la photométrie à 24 et 70 μm de 160 étoiles de type A, âgées de 5 à 850 millions d'années et situées à des distances comprises entre 2,6 et 384 parsecs. L'échantillon d'étoiles est issu de différents programmes d'observation et n'est pas statistiquement bien défini. Des disques de débris ont été détectés autour d'environ un tiers de ces étoiles. Nous n'avons donc utilisé notre procédure d'ajustement que sur 34 étoiles de cet échantillon, âgées de plus de 9 millions d'années et dont les disques de débris ont été détectés à la fois à 24 et à 70 μm . Les luminosités fractionnaires observées de ces disques ont donc pu être calculées, et sont listées dans le tableau 3 (groupe I) de Su et al. (2006). Ce calcul est basé sur l'hypothèse d'une émission thermique de corps noir pour la poussière, ce qui mène à une

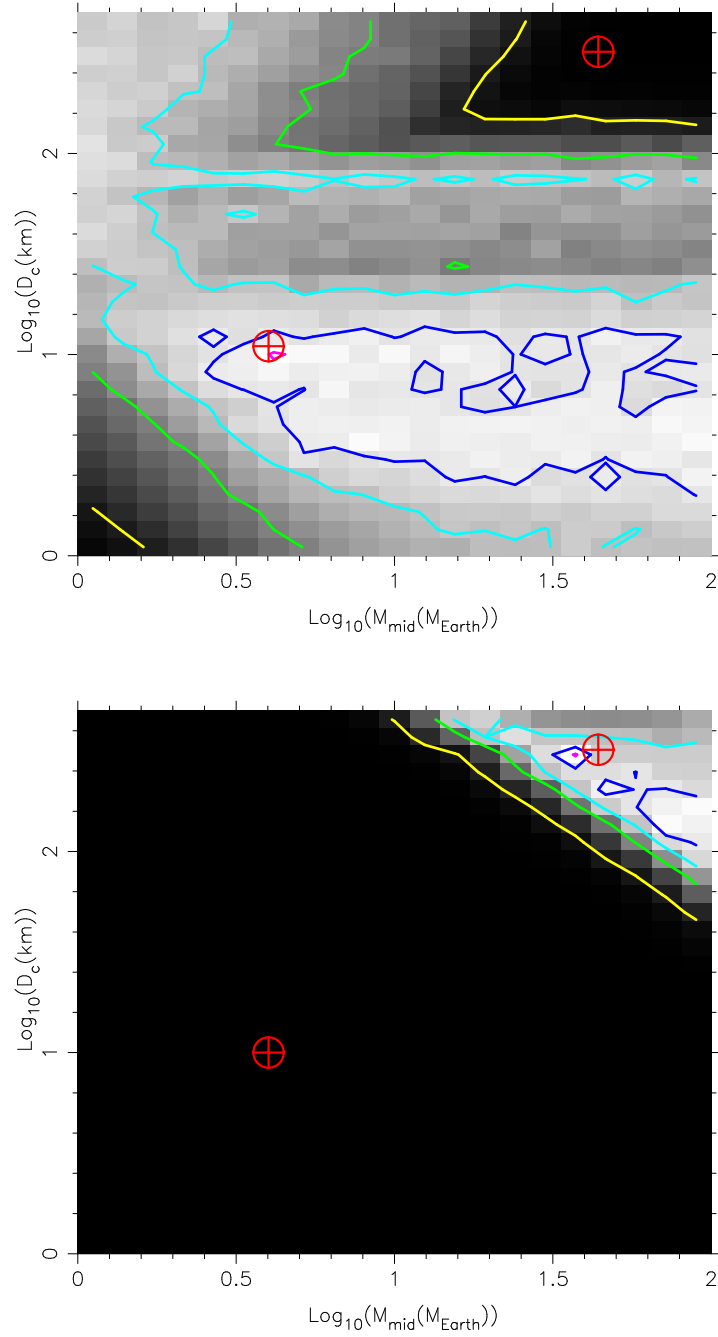


FIGURE 6.3 – Test de la procédure d’ajustement avec des données simulées. En haut, les données sont calculées avec $M_{mid} = 4 M_{\oplus}$, $d_c = 10$ km, $r_1 = 6,5$ UA et $r_2 = 35$ UA ; en bas, avec $M_{mid} = 40 M_{\oplus}$, $d_c = 350$ km et les mêmes valeurs de r_1 et r_2 . Les résultats de l’exploration de l’espace des paramètres sont montrés sous la forme d’un dégradé entre la couleur blanche qui indique la valeur maximale du test K-S et la couleur noire qui indique une probabilité K-S de 0 %. Chaque rectangle indique le résultat maximal du test K-S sur les intervalles où les deux autres paramètres libres sont explorés. Les contours indiquent 99 % (rouge), 90 % (bleu foncé), 75 % (bleu clair), 50 % (vert) et 10 % (jaune) de la valeur maximale du test K-S. Les croix cerclées rouges sur chaque graphe indiquent la position des valeurs *a priori* de M_{mid} et d_c utilisées pour calculer les deux séries de données. Les zones de meilleur ajustement, délimitées par le contour 90 % ne se recoupent pas d’un plot à l’autre.

surestimation d'environ 8 % des luminosités fractionnaires dans le cas d'étoiles de type A, ce qui est négligeable pour notre étude.

Vingt valeurs ont été testées pour chacun des quatre paramètres indépendants de notre modèle, allant de 1 à 50 UA pour r_1 ; de $r_1 + 10$ UA à 150 UA pour r_2 ; de 0,1 à 100 M_\oplus pour M_{mid} ; de 1 à 500 km pour d_c . Les paramètres fixes sont les excentricité et inclinaison moyennes des planétésimaux $e = i = 0,05$ (en radians pour i) ; la largeur du disque $dr = r/2$; l'exposant du profil radial de densité des planétésimaux dans le disque $\alpha = -1,5$; la glace comme matériau des planétésimaux ; l'exposant de la distribution en loi de puissance des rayons moyens des disques $\gamma = -0,5$; la largeur à 1σ de la distribution lognormale des masses initiales des disques $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex.

Les résultats de l'exploration numérique de l'espace des paramètres sont montrés dans la figure 6.4. Dans ces graphes, chaque rectangle indique le résultat maximal du test K-S sur les intervalles où les deux paramètres libres non représentés sont explorés. Il ne s'agit donc pas de projection 2D de l'espace des paramètres (à 4D), au niveau de la probabilité K-S maximum. De telles projections fourniraient des graphes dont les zones à fortes probabilités K-S seraient moins vastes, donnant la fausse impression d'une solution unique.

Les intervalles les plus probables pour les quatre paramètres libres peuvent être déterminés à partir du contour indiquant une probabilité K-S de 90 % dans la figure 6.4. Ainsi, l'ajustement donne 2 M_\oplus comme limite inférieure des valeurs possibles de M_{mid} ; les limites inférieure et supérieure pour d_c sont 2 km et 60 km ; pour r_1 , 2 UA et 20 UA ; et pour r_2 , la limite inférieure est de 30 UA, l'ajustement ne permettant pas de donner une limite supérieure. Les limites correspondantes pour Q_D^* sont 62 J.kg⁻¹ à 895 J.kg⁻¹ pour la glace, et 92 J.kg⁻¹ à 2277 J.kg⁻¹ pour le basalte, en utilisant le modèle de Benz and Asphaug (1999).

L'ajustement n'est pas sensible aux grandes valeurs de M_{mid} , et ne permet pas de donner une limite supérieure pour ce paramètre. En effet, le temps collisionnel $\tau_c(0)$ (équation 6.11) est souvent plus petit que l'âge des étoiles t . Or, comme l'a montré Wyatt et al. (2007a), pour $t \gg \tau_c(0)$, la masse du disque de débris à l'instant t ne dépend plus de sa masse initiale. L'information sur $M_{tot}(0)$ (et donc sur M_{mid}) n'est donc accessible que pour les populations de disques de débris assez jeunes. Néanmoins, une limite supérieure de 21 M_\oplus pour M_{mid} peut être déduite de la masse médiane de la poussière mesurée dans les disques protoplanétaires autour d'étoiles de type solaire dans la région de formation stellaire Taurus-Auriga (Andrews and Williams, 2005), compte tenu du fait que, autour des étoiles pré-séquence principale, les masses des disques sont à peu près proportionnelles aux masses de leurs étoiles (Natta et al., 2000 ; Andrews and Williams, 2007).

L'ajustement est également peu sensible à la valeur de r_2 , en raison de la valeur négative de l'exposant γ de la loi de puissance de la distribution des rayons des disques : les disques à petits rayons sont plus nombreux que ceux à grands rayons, et donc pèsent davantage dans l'ajustement. Les paramètres r_1 et r_2 ont été calculés en utilisant l'hypothèse d'une émission thermique des grains de poussière de type corps noir. Les véritables rayons des disques sont environ deux fois plus grands, compte tenu du facteur $\Gamma = 2$ (rapport entre le rayon du disque résolu et celui calculé à partir de l'hypothèse « corps noir ») déterminé par Booth et al. (2013) en étudiant les disques de débris résolus autour d'étoiles A du programme DEBRIS de la mission *Herschel*.

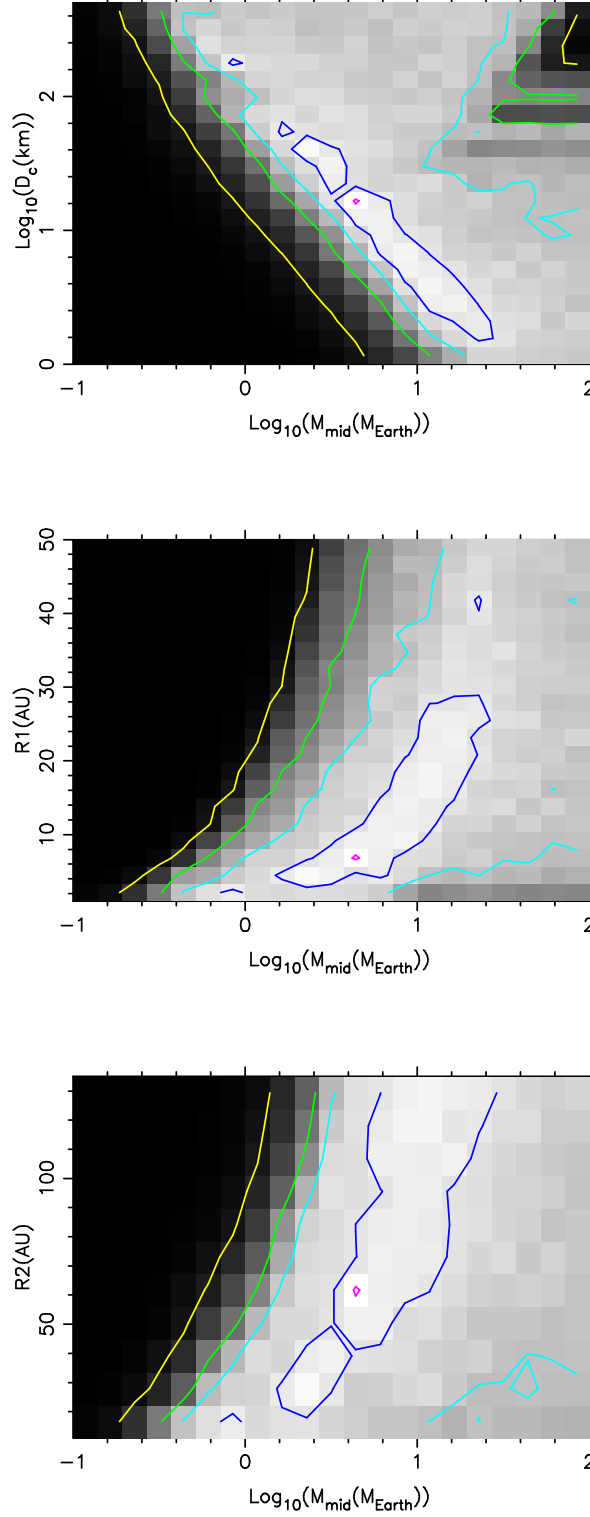


FIGURE 6.4 – Zones de meilleur ajustement de d_c , r_1 et r_2 en fonction de M_{mid} , pour les populations de disques de débris autour des étoiles A du relevé de Su et al. (2006), avec $e = i = 0,05$, $dr = r/2$, $\alpha = -1,5$, $\gamma = -0,5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex et des planétésimaux faits de glace. Les résultats de l'exploration de l'espace des paramètres sont montrés sous la forme d'un dégradé entre la couleur blanche qui indique la valeur maximale du test K-S et la couleur noire qui indique une probabilité K-S de 0 %. Chaque rectangle indique le résultat maximal du test K-S sur les intervalles où les deux autres paramètres libres sont explorés. Les contours indiquent 99 % (rouge), 90 % (bleu foncé), 75 % (bleu clair), 50 % (vert) et 10 % (jaune) de la valeur maximale du test K-S (ici, 80,7 %). L'échelle est linéaire pour r_1 et r_2 , logarithmique pour d_c et M_{mid} .

L'ajustement de Wyatt et al. (2007b), effectué sur des fréquences de détection en fonction des âges et des excès photosphériques des étoiles, donnait comme valeurs les plus probables : $M_{mid} = 10 M_{\oplus}$, $d_c = 60$ km, $r_1 = 3$ UA, $r_2 = 120$ UA et $Q_D^* = 300$ J.kg⁻¹ (ce dernier paramètre étant indépendant dans leur étude). Ils ont également trouvé que $\gamma = -0,8 \pm 0,6$, ce qui est cohérent avec la valeur $-0,5$ que nous avons fixée. Ils avaient fixé $e = i = 0,05$, $dr = r/2$ et $\sigma_{M_{tot}} = 1,14$ dex. Le résultat de leur ajustement se situe dans la zone de probabilité K-S supérieure à 75 % de notre ajustement (voir figure 6.4).

Nous avons évalué l'effet des paramètres fixés, en modifiant leur valeur lors de l'ajustement. Nous avons testé différentes excitations dynamiques dans les disques ($e = i = 0,025$; $0,1$ ou $0,2$); des disques plus étroits avec $dr = r/10$; différents exposants pour la distribution des rayons moyens des disques ($\gamma = 0$ ou $\gamma = -1$); plusieurs largeurs à 1σ de la distribution lognormale des $M_{tot}(0)$ ($\sigma_{M_{tot}} = 0,25$; $0,50$ ou $1,14$ dex); et des planétésimaux constitués de basalte. Les zones de meilleur ajustement, leur structure et l'extension des niveaux de probabilité sont à chaque fois très semblables à ce qui était observé dans notre modèle standard ($e = i = 0,05$; $dr = r/2$; $\gamma = -0,5$; $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$; glace) (voir figure 6.4). Le seul cas pour lequel des différences notables apparaissent est celui dans lequel la largeur du disque est changée ($dr = r/10$), passant d'un disque étendu à un disque étroit. Dans ce cas, dont les résultats sont montrés dans la figure 6.5, les intervalles des valeurs possibles pour d_c , r_1 et r_2 sont décalés vers des valeurs un peu plus grandes, tandis que l'intervalle des valeurs de M_{mid} est élargi. Les limites de ces intervalles deviennent $\sim 1 M_{\oplus}$ et $60 M_{\oplus}$ pour M_{mid} (cette dernière valeur étant irréaliste); et 6 km et 100 km pour d_c . Ceci peut s'expliquer au regard des équations 6.11, 6.12 et 6.14 : le temps collisionnel $\tau_c(0)$, qui contrôle l'évolution du disque, est proportionnel à dr/r , à d_c et à $r^{5/2}$, et inversement proportionnel à M_{tot} . La diminution de dr/r est donc compensée par l'augmentation de d_c , de r ou par la diminution de M_{mid} .

Le modèle standard que nous avons utilisé ($e = i = 0,05$; $dr = r/2$; $\gamma = -0,5$; $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex; glace) donne néanmoins une probabilité K-S (80,7 %) légèrement meilleure que lorsque les paramètres fixes sont modifiés. Par exemple, les tests pour lesquels la valeur de $\sigma_{M_{tot}}$ est fixée $0,25$, $0,50$ et $1,14$ donnent des probabilités K-S de 77,7 %, 78,1 % et 74,1 % respectivement.

6.2.3 Application aux étoiles de type solaire

Nous avons également appliqué notre procédure de modélisation aux étoiles du relevé de Trilling et al. (2008). La photométrie à 24 et $70 \mu\text{m}$ d'environ 200 étoiles de type F, G ou K a été relevée par *Spitzer*; ces étoiles sont âgées de 295 millions d'années à 11,75 milliards d'années et situées à des distances comprises entre $4,7$ et 148 parsecs. L'échantillon d'étoiles est issu de différents programmes d'observation et n'est pas statistiquement bien défini. Des excès photosphériques ont été détectés autour de 32 étoiles à $70 \mu\text{m}$ et autour de 7 étoiles à $24 \mu\text{m}$. De même que pour les étoiles A, nous n'avons utilisé notre procédure d'ajustement que sur les étoiles autour desquelles un disque a pu être détecté. Les luminosités fractionnaires de ces disques sont issues des tableaux 5 et 6 de Trilling et al. (2008). Pour six de ces disques, la luminosité fractionnaire est mesurée à partir des excès photosphériques mesurés à 24 et à $70 \mu\text{m}$. Dans les autres cas, l'excès photosphérique n'a été détecté qu'à $70 \mu\text{m}$; dans ces cas, Trilling et al. (2008) fixent l'« excès » de $24 \mu\text{m}$ à trois fois la valeur de l'incertitude à cette longueur d'onde, avant de trouver l'émission de corps noir qui s'ajuste le mieux à ces données. La température ainsi trouvée est la température maximale possible compte tenu des données,

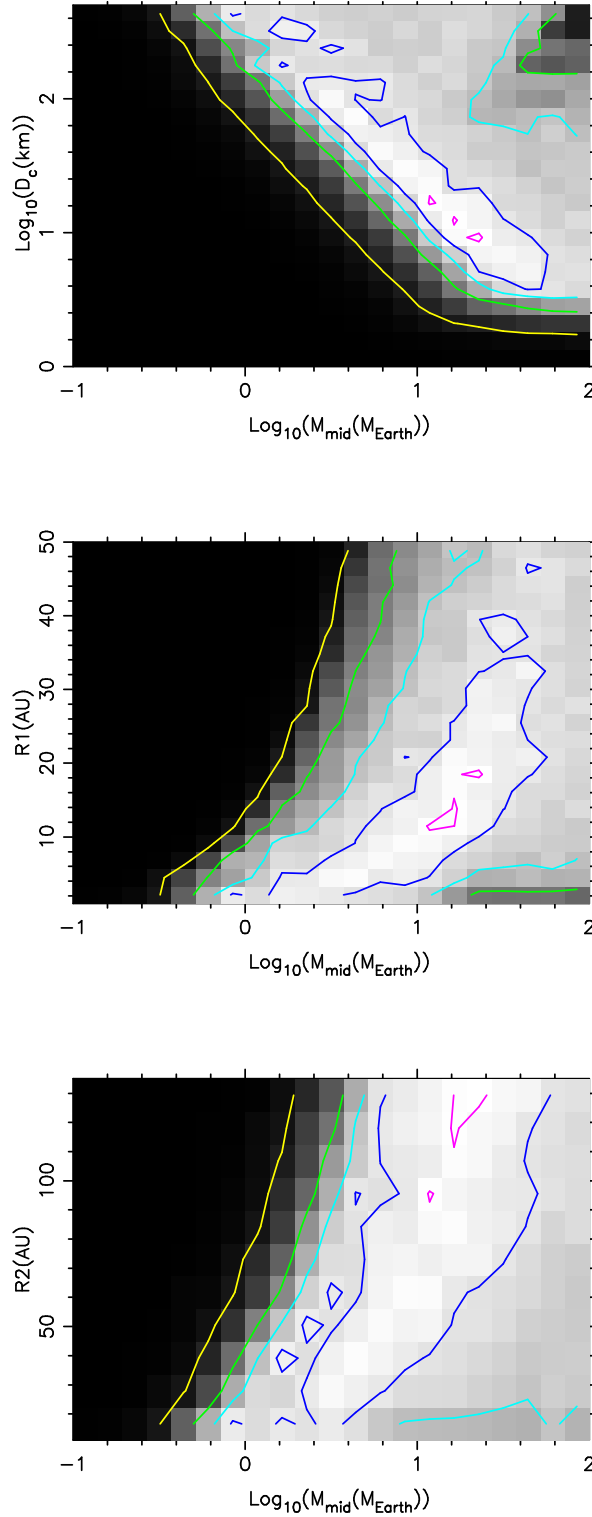


FIGURE 6.5 – Zones de meilleur ajustement de d_c , r_1 et r_2 en fonction de M_{mid} , pour les populations de disques de débris autour des étoiles A du relevé de Su et al. (2006), avec $e = i = 0,05$, $\mathbf{dr} = \mathbf{r}/10$, $\alpha = -1,5$, $\gamma = -0,5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex et des planétésimaux faits de glace. Le seul paramètre fixe modifié par rapport à la figure 6.4 est la largeur du disque dr . La valeur maximale du test K-S est ici 77,6 %. Voir la légende de la figure 6.4 pour le code couleur utilisé.

et de même pour la luminosité fractionnaire.

Les intervalles des paramètres indépendants testés (M_{mid} , d_c , r_1 et r_2) ainsi que les valeurs des paramètres fixes (e , i , dr , γ , $\sigma_{M_{tot}}$, α , matériau) sont les mêmes que ceux utilisés pour les étoiles A (section 6.2.2). La figure 6.6 donne le résultats de l'ajustement pour les étoiles de type solaire. Les zones de meilleur ajustement, repérées par le contour de 90 % de probabilité K-S, sont plus larges que pour l'échantillon d'étoiles A.

L'échantillon d'étoiles FGK utilisé ici contient un peu moins d'étoiles que celui d'étoiles A utilisé en 6.2.2 ; de plus, les luminosités fractionnaires utilisées sont majoritairement des valeurs maximum dérivées des excès détectés uniquement à 70 μm . Ces limites sont à prendre en compte pour l'analyse des résultats, et les résultats de l'ajustement sont de ce fait moins significatifs : les zones de meilleur ajustement sont plus vastes dans la figure 6.6 que dans la figure 6.4, et fournissent donc moins d'information. En se basant sur le contour de 90 % de probabilité K-S, on peut déterminer une limite inférieure de 0,8 M_{\oplus} aux valeurs possibles de M_{mid} ; les valeurs possibles de d_c se situent entre 2 et 60 km. Les paramètres r_1 et r_2 sont très mal contraints, tout au plus peut-on déterminer une limite inférieure de 6 UA pour les valeurs possibles de r_1 . De la même manière qu'en 6.2.2, une limite supérieure des valeurs possibles de M_{mid} pour les disques de débris peut se déduire des mesures de masses de poussières dans les disques protoplanétaires autour d'étoiles de type solaire dans la région de formation stellaire Taurus-Auriga : Andrews and Williams (2005) y ont calculé une distribution lognormale centrée sur $M_{mid} = 15 M_{\oplus}$.

L'ajustement de Kains et al. (2011), effectué, de même que celui de Wyatt et al. (2007b), sur des fréquences de détection en fonction des âges et des excès photosphériques, pour des étoiles de type FGK, donnait comme valeurs les plus probables : $M_{mid} = 4 M_{\oplus}$, $d_c = 450$ km, $r_1 = 1$ UA, $r_2 = 160$ UA et $Q_D^* = 3700 \text{ J.kg}^{-1}$ (ce dernier paramètre étant indépendant dans leur étude). Ils ont également ajusté γ et l'ont trouvé égal à $-0,60 \pm 0,35$, ce qui est cohérent avec la valeur $-0,5$ que nous avons fixée. Ils avaient fixé $e = i = 0,05$, $dr = r/2$ et $\sigma_{M_{tot}} = 0,8$ dex. Le résultat de leur ajustement se situe dans la zone de probabilité K-S supérieure à 50 % de notre ajustement (voir figure 6.6). Remarquons que Kains et al. (2011), de même que Wyatt et al. (2007b), ne fournissent pas d'incertitudes sur les valeurs uniques qu'ils donnent des paramètres ajustés. Il est probable que celles-ci soient en réalité aussi grandes que les intervalles trouvés par notre méthode.

De la même manière qu'en 6.2.2, nous avons changé les valeurs des paramètres fixes du modèle (e , i , dr , γ , $\sigma_{M_{tot}}$, α , matériau) afin de tester si les zones de meilleurs ajustement de la figure 6.6 étaient significativement modifiées. Aucun changement notable de la forme ou de l'extension des zones de plus fortes probabilités K-S n'a été constaté.

6.2.4 Comparaison entre les solutions pour les étoiles A et FGK

En comparant les figures 6.4 et 6.6, on constate que les zones de meilleur ajustement pour les étoiles A et FGK se superposent, ce qui signifie qu'il existe des intervalles de valeur pour chacun des paramètres indépendants de notre étude qui sont compatibles avec les deux échantillons *Spitzer* (étoiles de type A et étoiles de type FGK). On peut néanmoins noter que la limite inférieure des valeurs possibles de M_{mid} est plus petite pour les étoiles FGK (0,8 M_{\oplus}) que pour les étoiles A (2 M_{\oplus}), ce qui confirme que les masses des disques sont globalement

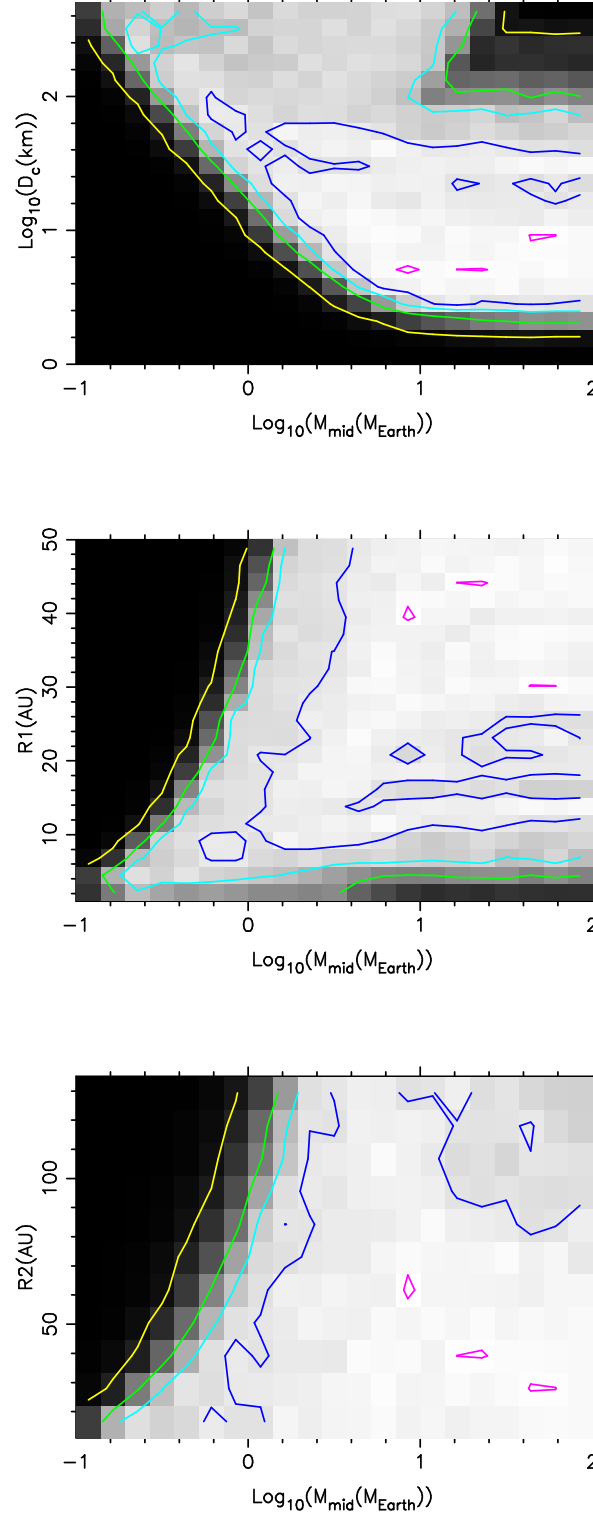


FIGURE 6.6 – Zones de meilleur ajustement de d_c , r_1 et r_2 en fonction de M_{mid} , pour les populations de disques de débris autour des étoiles FGK du relevé de Trilling et al. (2008), avec $e = i = 0,05$, $dr = r/2$, $\alpha = -1,5$, $\gamma = -0,5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0,71$ dex et des planétésimaux faits de glace. Les résultats de l’exploration de l’espace des paramètres sont montrés sous la forme d’un dégradé entre la couleur blanche qui indique la valeur maximale du test K-S et la couleur noire qui indique une probabilité K-S de 0 %. Chaque rectangle indique le résultat maximal du test K-S sur les intervalles où les deux autres paramètres libres sont explorés. Les contours indiquent 99 % (rouge), 90 % (bleu foncé), 75 % (bleu clair), 50 % (vert) et 10 % (jaune) de la valeur maximale du test K-S (ici, 87,1 %). L’échelle est linéaire pour r_1 et r_2 , logarithmique pour d_c et M_{mid} .

proportionnelles à celles de leurs étoiles (Natta et al., 2000 ; Andrews and Williams, 2007).

Dans les relevés que nous avons utilisés, l'âge moyen était de 250 millions d'années pour les étoiles A (environ un tiers de leur durée de vie) et de 4,3 milliards d'années pour les étoiles FGK, une valeur proche de l'âge actuel du Soleil, qui en est à peu près à la moitié de sa vie. Les valeurs de meilleur ajustement pour le diamètre des planétésimaux les plus grands de la cascade collisionnelle sont comprises entre 2 et 60 km lorsque $dr = r/2$ (figures 6.4 et 6.6), et entre 6 et 100 km pour les disques plus étroits où $dr = r/10$ (figure 6.5). Il est possible de comparer ces valeurs avec celles de la distribution de taille des objets de la ceinture de Kuiper. Celle-ci montre une coupure aux alentours de 30 km (Donnison, 2006 ; Fraser and Kavelaars, 2009 ; Schlichting et al., 2009 ; Fuentes et al., 2010), ce qui est remarquablement cohérent avec nos résultats. Cette coupure est généralement expliquée comme issue de l'érosion de la ceinture de Kuiper : les objets transneptuniens plus petits sont engagés dans une cascade collisionnelle car le temps collisionnel correspondant à leur taille (voir équation 6.11 et suivantes) est inférieur à l'âge du système solaire ; tandis que les objets plus gros sont primordiaux. Le modèle d'évolution des disques de débris utilisé ici semble donc transposable à la ceinture de Kuiper.

Les différences entre les valeurs des paramètres indépendants trouvées dans notre étude et celles calculées par Wyatt et al. (2007b) et Kains et al. (2011), qui utilisent une méthode différente de la nôtre, peuvent apparaître contradictoires. Néanmoins, les solutions obtenues grâce à leur méthode sont des solutions spécifiques parmi un ensemble de solutions dont la probabilité est à peu près équivalente, ce qui est apparent dans notre procédure lorsque les zones de meilleur ajustement sont exposées dans leur ensemble. Des données supplémentaires et des échantillons d'étoiles statistiquement mieux définis, tels que ceux utilisés dans les programmes DUNES et DEBRIS du télescope spatial *Herschel*, devraient donner des ajustements plus précis dans de prochaines études.

6.2.5 Application aux étoiles M

Avant *Herschel*, très peu de disques de débris ont été détectés autour des étoiles de type M (Lestrade et al., 2006 ; Gautier et al., 2007 ; Lestrade et al., 2009). Nous n'avons donc pas pu utiliser notre procédure sur un échantillon de disques de débris détectés autour d'étoiles M. Nous avons donc voulu déterminer si les valeurs des paramètres ajustées pour les étoiles A et FGK étaient compatibles avec ce faible taux de détection des disques de débris autour des étoiles M.

Nous avons simulé les densités de flux dans l'infrarouge lointain d'une population de disques de débris, calculée avec le même modèle d'évolution des disques, autour d'un catalogue d'étoiles M issu du relevé de Gautier et al. (2007), afin de comparer les flux ainsi simulés au seuil 3σ de sensibilité de Gautier et al. (2007) à $\lambda = 70 \mu\text{m}$. La densité de flux de l'émission thermique de la poussière, en prenant en compte la répartition radiale des grains dans le disque de débris, s'écrit :

$$S_\nu = 2,5 \times 10^{11} \frac{f_T^{-4} A(t) (\alpha + 2)}{d^2 (r_{out}^{\alpha+2} - r_{in}^{\alpha+2})} \sum_{i=0}^N B_\nu(T(r_i)) r_i^{\alpha+1} \Delta r \quad (6.26)$$

où S_ν est en mJy, d est la distance de l'étoile à la Terre en parsecs, $A(t)$ l'aire émettrice totale des grains du disque en UA² (voir équation 6.22) et α l'exposant du profil radial de densité des planétésimaux dans le disque (voir équation 6.24). La distance radiale r_i , incrémentée avec un pas de Δr entre le rayon interne r_{in} et le rayon externe r_{out} du disque, est elle aussi en UA.

La fonction de Planck B_ν dépend de la température de la poussière $T(r_i)$ à la distance r_i de l'étoile. Plusieurs études ont montré que cette température est plus grande que la température de corps noir, lorsque l'image résolue du disque de débris peut être comparée à l'ajustement de l'excès photosphérique. Ceci est dû à la minéralogie, aux formes irrégulières et la distribution de taille des grains (voir Lebreton et al., 2012). Ces propriétés peuvent être prises en compte par un modèle simplifié :

$$T(r_i) = f_T T_{BB}(r_i) \quad (6.27)$$

où $T_{BB}(r_i) = 278 L_*^{1/4} r_i^{-1/2}$ est la température de corps noir des grains, avec L_* en L_\odot et r_i en UA. Le facteur f_T est lié à l'efficacité émissive $Q < 1$. Il n'a pu être déterminé que dans certains cas : $f_T = 3,5^{+0,5}_{-1,0}$ pour l'étoile M3 GJ581 (Lestrade et al., 2012), $f_T = 1,9$ pour l'étoile G 61 Vir (Wyatt et al., 2012), et $f_T = 1,4$ pour les étoiles A (Bonsor and Wyatt, 2010 ; Booth et al., 2013). Cette tendance pourrait indiquer que f_T (toujours supérieur à 1) dépend du type spectral (f_T serait plus grand pour les étoiles les plus froides). L'effet de f_T dans l'équation 6.26 est double : la fonction de Planck est déplacée vers les longueurs d'ondes plus courtes, et le facteur f_T^{-4} réduit la densité de flux. Choisir $f_T = 3,5$ pour les étoiles de type M, comme le suggèrent les données observationnelles, induit donc des résultats nettement différents du cas « corps noir » ($f_T = 1$). Dans cette étude, nous avons testé $f_T = 3,5$ et $f_T = 1$.

Dans les intervalles de valeurs possibles issus de l'ajustement de la population de disques autour des étoiles A (voir figure 6.4), nous avons choisi les valeurs qui rendent le temps collisionnel $\tau_c(0)$ le plus petit possible (voir les équations 6.11, 6.12 et 6.14). Nous avons donc fixé : $d_c = 2$ km, $M_{mid} = 15 M_\oplus$, $r_1 = 2$ UA et $r_2 = 30$ UA. Ainsi, le disque s'érode plus rapidement et sa masse $M_{tot}(t)$ est plus faible à l'âge t de l'étoile, ce qui mène à de faibles densités de flux. Nous avons émis ces hypothèses favorables afin d'obtenir les taux de détection les plus petits possibles, conformément aux observations.

Nous avons donc simulé une population de disques autour des étoiles M du relevé de Gautier et al. (2007), calculé leur masse totale $M_{tot}(t)$ et leur surface émettrice $A(t)$ pour en déduire leur densité de flux à $70 \mu\text{m}$ (équation 6.26). Les distances et types spectraux des étoiles sont données par Gautier et al. (2007) ; leurs âges, indéterminés, ont été choisi aléatoirement entre 1 et 10 milliards d'années. En choisissant le seuil de détection 3σ du relevé (9 mJy), nous trouvons un taux de détection des disques de débris de $8 \pm 5 \%$ lorsque $f_T = 1$ et de $27 \pm 8 \%$ lorsque $f_T = 3,5$. Ces taux sont supérieurs à ceux des relevés de disques autour des étoiles M.

Afin de se conformer aux données observationnelles, nous avons cherché quelles valeurs des paramètres de notre modèle induisaient un taux de détection nul. Un plus faible taux de détection implique une surface émettrice $A(t)$ plus petite, et donc un temps collisionnel $\tau_c(0)$ plus court. Pour faire décroître $\tau_c(0)$, une première option est de faire diminuer le rayon moyen r des disques, et donc de diminuer les limites r_1 et r_2 de leur distribution : pour une même masse initiale, un disque plus compact s'érode plus vite. Une seconde option est de diminuer la taille d_c des plus larges planétésimaux du disque : à masse constante, ils seront plus nombreux, et les collisions seront donc plus fréquentes. La masse initiale du disque $M_{tot}(0)$ n'a d'influence qu'au début de l'évolution des disques : comme l'a montré Wyatt et al. (2007a), pour $t \gg \tau_c(0)$, la masse du disque de débris ne dépend plus de sa masse initiale ; modifier M_{mid} , valeur médiane de la distribution lognormale des masses initiales des disques, n'aurait donc pas pu faire varier substantiellement le taux de détection.

En conservant $M_{mid} = 15 M_\oplus$, $r_1 = 2$ UA et $r_2 = 30$ UA pour simuler la population des

disques de débris, nous avons constaté qu'il fallait faire descendre la valeur de d_c à 0,5 km (pour $f_T = 1$) ou à 0,2 km (pour $f_T = 3,5$) pour que le taux de détection des disques devienne nul. Puis, en conservant cette fois $d_c = 2$ km et $M_{mid} = 15 M_\oplus$ pour simuler la population des disques de débris, nous avons trouvé que r_1 et r_2 devaient être abaissés jusqu'à 2 UA et 12 UA, respectivement, pour qu'aucun disque de débris ne soit plus détecté. Une modification raisonnable des valeurs des paramètres de notre modèle permet donc de générer des populations de disques de débris dont aucun n'est détectable, autour des étoiles M du relevé de Gautier et al. (2007). Dès lors, nous pouvons en conclure que les disques de débris autour des étoiles M, s'ils existent en nombre, doivent être très compacts, avec un rayon de ~ 10 UA, ou bien être constitués de planétésimaux dont le diamètre est inférieur au kilomètre, c'est-à-dire plus petits que ceux orbitant autour des étoiles de types supérieurs.

Le rayon externe du disque de débris de l'étoile AU Mic a été estimé à 35 UA par Augereau and Beust (2006) ; le rayon interne du disque de GJ 581 a été évalué à 25 ± 12 UA par Lestrade et al. (2012). Les estimations des tailles des deux disques de débris connus autour d'étoiles de type M ne sont donc pas en accord avec l'hypothèse de disques très compacts autour de ces étoiles.

Nous avons réutilisé cette procédure avec le relevé submillimétrique de Lestrade et al. (2006, 2009) à $\lambda = 850 \mu\text{m}$ et 1,2 mm, afin d'évaluer le taux de détection des disques autour des étoiles M, et l'influence des paramètres du modèle sur ce taux. Le seuil de détection 3σ est de 3 mJy dans ce relevé. En reprenant les valeurs minimales des paramètres issues de l'ajustement à la population de disques autour d'étoiles A ($d_c = 2$ km, $M_{mid} = 15 M_\oplus$, $r_1 = 2$ UA et $r_2 = 30$ UA), le taux de détection devient nul pour $f_T = 3,5$, mais monte à $21 \pm 7 \%$ pour $f_T = 1$. Ce taux relativement élevé devient nul lorsque d_c est abaissé à 0,2 km. Nous pouvons donc également conclure de ce relevé que les disques de débris autour des étoiles M, s'ils existent en nombre, doivent être constitués de petits planétésimaux, d'une taille au moins dix fois inférieure à ceux qui composent les disques autour des étoiles de types A ou solaire.

La formation des planétésimaux à partir des grains de poussière dans les disques protoplanétaires n'est pas bien comprise à l'heure actuelle (Blum and Wurm, 2008). Il apparaît donc délicat et prématuré de spéculer sur les mécanismes qui pourraient générer des planétésimaux d'une taille supérieure au kilomètre autour des étoiles de type solaire et des étoiles plus massives, et des planétésimaux plus petits d'un ordre de grandeur autour des étoiles naines. Dans les disques protoplanétaires, l'accrétion des grains de poussière est contrebalancée par les collisions et les fragmentations des plus gros objets, ainsi que par la friction du gaz qui tend à faire spiraler vers l'étoile les particules de taille intermédiaire. Il en résulte la « barrière du mètre », échelle de taille à laquelle les processus destructeurs semblent l'emporter et empêcher la poursuite du processus d'accrétion. Cette barrière a été largement étudiée pour des disques protoplanétaires autour d'étoiles de masses solaires, et les processus proposés pour dépasser cette barrière sont encore en débat (Dominik and Dullemond, 2008 ; Brauer et al., 2008 ; Birnstiel et al., 2012 ; Laibe et al., 2012). Des simulations de la formation de planétésimaux autour d'étoiles de plus faibles masses pourraient permettre d'évaluer notre résultat, qui prévoit des planétésimaux environ dix fois plus petits autour des étoiles M qu'autour des étoiles de type supérieur.

Notre procédure d'ajustement, qui permet de contraindre les caractéristiques physiques des disques de débris autour des étoiles de type A ou FGK, peut également donner des informations sur les disques de débris autour des étoiles de type M. Son application sur les données *Herschel*

du programme DEBRIS, un relevé statistiquement bien défini de 100 étoiles de chaque type spectral entre A et M, de notre procédure d'ajustement au modèle d'évolution des disques de débris, devrait permettre d'améliorer la caractérisation des paramètres de notre modèle, dans de prochaines études.

Chapitre 7

Conclusion

7.1 Effets des passages stellaires

7.1.1 Amas ouverts

Nous avons étudié dans cette thèse les interactions gravitationnelles des disques de débris avec leur environnement, en particulier dans la première centaine de millions d'années de leur existence. Pendant cette période, l'étoile-hôte est encore plongée dans l'amas ouvert qui l'a vue naître. La densité stellaire y est élevée, et les rencontres proches entre étoiles y sont probables. Nous avons d'abord quantifié la purge des disques de débris soumis à un passage stellaire proche de moins de 1000 UA, en fonction de la distance minimale d'approche et du rapport de masse entre l'étoile passante et l'étoile-hôte du disque. La purge est très fortement dépendante de ces deux paramètres. Nous avons testé cette purge pour un disque « standard », dont les rayons internes et externes sont de 40 et de 100 UA, ainsi que pour un disque compact, dont les rayons internes et externes sont de 10 et 40 UA. Nous avons également pris en compte l'effet de l'excitation dynamique initiale du disque de débris ainsi que son inclinaison par rapport à la trajectoire de l'étoile passante.

Après avoir calculé le nombre de rencontres stellaires proches auxquelles sont soumis les étoiles jeunes dans un amas ouvert en expansion, nous avons utilisé, pour chaque type spectral (et donc pour différentes masses stellaires), les résultats de nos simulations pour évaluer l'efficacité de ces rencontres en matière de purge des disques de débris. La purge est d'autant plus probable, et efficace, que l'étoile-hôte est peu massive et que la densité stellaire de l'amas est forte. La purge des disques de débris commence à devenir significative lorsque la densité stellaire initiale de l'amas est supérieure à 3 000 étoiles par parsec cube, dans le cas d'un disque « standard ». Dans un amas du type de celui de la nébuleuse d'Orion (de densité initiale 20 000 étoiles. pc^{-3}), les disques de débris autour des étoiles A perdent au moins 42 % de leurs planétésimaux au bout de 100 millions d'années, tandis que ceux autour des étoiles M sont quasi-intégralement purgés. En revanche, les disques compact (rayon externe de 40 UA) ne sont pas significativement purgés, même dans les amas les plus denses.

Dans la mesure où environ deux tiers des étoiles sont nées dans des amas très denses, selon le catalogue de Lada and Lada (2003), cette purge précoce des disques de débris par des passages stellaires proches est susceptible d'affecter de nombreuses étoiles. Cette purge est nettement plus importante autour des étoiles de faible masse, ce qui implique que les disques de débris soient statistiquement moins présents, et moins massifs s'ils sont présents, autour des étoiles M, type stellaire le moins massif. A contrario, les étoiles A, plus massives que les étoiles de type

solaire, conservent mieux leurs disques de débris ; ceux-ci sont donc plus aisément détectables. Notre modèle rejoint donc les données observationnelles montrant que la fréquence de détection des disques de débris est d'autant plus faible que le type stellaire est tardif (voir Lestrade et al. (2009) et Krivov (2010) pour les données *Spitzer*).

7.1.2 Nuages de Oort

Nous nous sommes également intéressés aux rencontres stellaires dans le cas de densité du type de celle du voisinage solaire ($0,1 \text{ étoile.pc}^{-3}$). Nous avons constaté que les effets de ces rencontres stellaires sur les disques de débris, même étendus, étaient négligeables, tant en terme de purge qu'en terme d'excitation dynamique. À défaut de perturber les disques de débris, ces rencontres stellaires peuvent néanmoins perturber les nuages de Oort entourant les étoiles. Nous avons cherché à évaluer si le flux de comètes issu de ces rencontres vers le disque de débris était susceptible de renforcer la production de poussière, et donc l'observabilité, des disques de débris.

Après avoir testé l'universalité des mécanismes de formation des nuages de Oort (l'existence de celui du Système solaire nous est connue indirectement, et aucun n'a pu être détecté autour d'autres étoiles), nous avons cherché à évaluer si ces derniers étaient susceptibles d'être significativement plus massifs autours d'étoiles de type non solaire. Nos simulations laissent entendre que non. Nous avons ensuite calculé la production de poussière que causent les précipitations de comètes provenant d'un nuage de Oort semblable au nôtre sur un disque de débris, et avons trouvé que la production de poussière était trop faible pour renforcer l'observabilité d'un disque de débris. In fine, dans un environnement stellaire peu dense, tel que le voisinage solaire, les disques de débris semblent n'être que peu sensibles aux passages stellaires.

7.2 Purge, excitation dynamique et structuration des disques de débris par un compagnon stellaire ou planétaire

Nous nous sommes également intéressés aux interactions entre les disques de débris et des compagnons, stellaires ou planétaires, orbitant dans le système. Compte tenu de la grande diversité des configurations orbitales possibles, nous nous sommes concentrés sur trois cas : une planète orbitant à la lisière intérieure du disque, une planète orbitant sur une orbite de type Sedna, très excentrique, mais traversant le disque au niveau de son périastre, et un système binaire à longue période, le disque n'entourant qu'une des deux étoiles.

7.2.1 Purge

Dans chaque cas, le disque peut être partiellement purgé, et l'est d'autant plus facilement que la planète perturbatrice ou le compagnon stellaire est massif, et que l'étoile-hôte est peu massive. Dans le cas d'un système binaire à longue période, ce sont les régions externes du disque qui sont purgées. Nous avons constaté numériquement que la distance jusqu'à laquelle le disque de débris était purgé dépendait fortement du périastre de l'étoile compagnon. Lorsqu'une planète orbite à la lisière intérieure d'un disque, ce sont les régions internes du disque qui sont purgées, sur plusieurs unités astronomiques. Néanmoins, dans ce dernier cas, des planétésimaux piégés en résonance de moyen mouvement avec la planète peuvent subsister

dans ces régions internes, protégés des rencontres proches avec la planète, très près de l'orbite de la planète (voire même sur l'orbite, dans le cas d'astéroïdes troyens). Les régions internes du disque peuvent donc conserver une population réduite de planétésimaux, même proche de l'orbite planétaire.

Dans le cas d'une planète orbitant à la lisière du disque, nous avons constaté que l'excentricité de la planète influe peu sur le taux d'éjection ; celui-ci augmente avec la masse de la planète perturbatrice et diminue quand la masse stellaire augmente. En revanche, dans le cas d'un compagnon stellaire, la purge est plus importante lorsque l'excentricité du compagnon stellaire est élevée et lorsque son périastre est proche du disque.

Dans le cas d'une planète sur une orbite très excentrique, telle que celle de Sedna, et traversant le disque, nous avons constaté qu'il fallait une forte masse planétaire pour purger le disque en moins de 100 millions d'années. Une planète d'une masse jovienne y parvient ; une planète d'une masse neptunienne parvient à disperser les régions externes du disque seulement et à exciter dynamiquement les régions internes, favorisant ainsi la production de poussière. En deçà de cette masse, le taux d'éjection est négligeable.

L'inclinaison de l'orbite du compagnon perturbateur a une grande influence sur la purge du disque. Dans le cas d'un compagnon stellaire extérieur, la purge du disque est maximale lorsque l'angle entre le plan médian du disque et le plan orbital du compagnon stellaire est proche de 90° . Elle est minimale lorsque les deux plans se confondent. Un mouvement prograde de l'étoile compagnon renforce également l'efficacité de la purge. Dans le cas de la planète très excentrique, l'inclinaison de l'orbite de la planète par rapport au disque augmente également la purge du disque ; cette purge dépend néanmoins fortement de la position angulaire du nœud ascendant et du périastre de la planète.

Si des disques de débris ont d'ores et déjà été détectés dans des systèmes binaires ou exoplanétaires, la présence dans un système stellaire d'une autre étoile ou de planètes orbitant non loin du disque semble donc, via ce mécanisme de purge, être un obstacle à la détectabilité des disques de débris. En effet, un disque de débris partiellement purgé produit moins de poussière, du fait d'une moindre abondance de planétésimaux, ces derniers étant la source de la poussière non primordiale observés dans ces disques. Ce résultat a déjà été établi observationnellement dans les systèmes binaires par Rodriguez and Zuckerman (2012), qui ont constaté que la proportion de systèmes binaires de demi-grands axes intermédiaires dans les étoiles entourées d'un disque de débris était plus faible que parmi les étoiles sans disque détecté.

7.2.2 Structuration

Dans le cadre de nos simulations (disque de débris perturbé par un compagnon planétaire ou stellaire sur une orbite stable), nous avons observé l'apparition de différentes structures dans les disques de débris interagissant avec leur environnement.

Une structure spirale peut apparaître dans les disques perturbés par un compagnon stellaire extérieur ou une planète intérieure. Cette spirale est une structure transitoire, mais peut durer plusieurs dizaines de millions d'années, selon les paramètres orbitaux du perturbateur. Le chapitre 4 explique la formation de ces spirales, dues au mouvement de précession des planétésimaux.

Ce même mouvement de précession peut « décaler » le centre géométrique du disque par rapport à l'étoile. Nous avons constaté que ce décalage est léger (quelques UA) dans le cas d'un compagnon stellaire extérieur ou d'une planète en lisière du disque ; il est d'autant plus important que l'excentricité de l'astre perturbateur est élevée et que celui-ci s'approche du disque. Ce décalage est néanmoins nettement plus marqué dans le cas de la planète excentrique traversant le disque, et ce même pour une planète d'une masse terrestre.

La structuration du disque apparaît nettement plus importante si l'orbite de l'astre perturbateur est inclinée par rapport au disque. Ainsi, dans le cas d'une étoile compagnon inclinée, le disque évolue en halo, alignant son plan médian sur celui de l'orbite de l'étoile : les planétésimaux se répartissent alors entre le plan médian initial du disque et son symétrique par rapport au plan orbital de l'étoile.

Perturbé par une planète qui traverse le disque et dont le plan orbital est incliné par rapport à celui du disque, le plan médian du disque bascule, mais sans création d'un halo. La direction vers laquelle le disque « penche » dépend fortement des éléments orbitaux angulaires, c'est-à-dire de l'orientation spatiale de l'orbite de la planète (ligne des nœuds et lignes des apsides). Cet effet a été observé autour de β Pictoris (voir par exemple Lagrange et al., 2012).

Lorsque la planète traverse le disque sans le disperser avec une inclinaison non nulle par rapport au plan médian du disque, nous avons observé un phénomène de dédoublement du disque (voir figures 5.23 et 5.24). La séparation du disque en deux se fait à la distance à l'étoile à laquelle la planète traverse le disque. Le basculement et le décalage du centre géométrique du disque se font alors dans des directions différentes pour chacune des deux parties du disque. Nous avons également observé ce phénomène lorsque le plan orbital de la planète et le plan médian du disque sont confondus : il fait alors apparaître un sillon dans le disque, de part et d'autre du périastre planétaire (voir figure 5.18).

Les structures que nous avons identifiées dans les disques de débris de nos simulations ne peuvent pas être considérées comme des signatures univoques des perturbations gravitationnelles que le disque subit. Plusieurs structures identifiées peuvent être créées par des planètes aussi bien que par des compagnons stellaires, et leur intensité peut dépendre de plusieurs des éléments orbitaux du perturbateur ainsi que de sa masse.

La prise en compte de la possible présence de plusieurs perturbateurs, ainsi que leurs perturbations mutuelles, permettra d'affiner ces résultats. De même, la migration des planètes peut avoir d'importants effets sur les disques de débris (par exemple dans la formation des « *clumps* » observés dans certains disques (Wyatt, 2003 ; Krivov et al., 2007)). Tous ces effets doivent être pris en compte pour expliquer la structuration des disques de débris.

7.2.3 Excitation dynamique

Les simulations que nous avons effectuées nous ont également permis de quantifier l'excitation dynamique d'un disque de débris perturbé par un compagnon planétaire ou stellaire à longue période.

Dans le cas d'un compagnon stellaire à longue période, le disque est dynamiquement d'au-

tant plus excité que son périastre est proche du disque et que son excentricité orbitale est grande. Des excentricités moyennes de l'ordre de 10^{-1} peuvent être atteintes pour un périastre à 200 UA de l'étoile, soit, dans nos simulations, deux fois le rayon extérieur du disque. Pour un périastre quinze fois plus éloigné, nous observons des excentricités moyennes de l'ordre de 10^{-2} .

Nous avons également pu quantifier l'effet de l'inclinaison du plan orbital du compagnon stellaire par rapport au plan médian initial du disque. L'excentricité des planétésimaux est plus importante lorsque le mouvement du compagnon stellaire est rétrograde par rapport à celui des planétésimaux, et ce alors que la purge est moins importante dans ce cas. D'après nos simulations, dans le cas d'un mouvement prograde, une forte inclinaison diminue l'excitation dynamique du disque ; dans le cas d'un mouvement rétrograde, c'est l'inverse.

Dans le cas d'une planète orbitant à la lisière d'un disque de débris, nous avons constaté que l'excitation dynamique du disque dépendait essentiellement de l'excentricité de la planète perturbatrice, et ne dépendait quasiment pas de sa masse ou de celle de l'étoile centrale. L'excentricité moyenne des planétésimaux du disque augmente avec celle de la planète ; l'écart-type de leurs excentricités augmente avec l'excentricité de la planète mais aussi sa masse. Une planète ayant une excentricité orbitale de 0,1 produit dans le disque une excentricité moyenne du même ordre de grandeur.

Une planète sur une orbite excentrique et traversant un disque de débris peut l'exciter dynamiquement même avec une très faible masse. L'excentricité moyenne des planétésimaux du disque, après 100 millions d'années, atteint 10^{-3} dans le cas d'une masse lunaire, un peu plus de 10^{-2} pour une masse martienne et un peu moins de 10^{-1} pour une masse terrestre. Une planète tellurique dont l'orbite traverse un disque de débris peut donc l'exciter dynamiquement sans le disperser, et donc favoriser son observabilité. Si l'orbite de la planète est inclinée par rapport au plan médian du disque, l'excitation est favorisée.

Une certaine excitation dynamique des disques de débris est nécessaire pour que les orbites des planétésimaux se croisent, et que les planétésimaux se rencontrent à des vitesses relatives suffisantes pour que les collisions entre eux soient destructrices. Une excentricité moyenne de 10^{-3} à 10^{-2} est nécessaire pour qu'une cascade collisionnelle s'enclenche dans un disque (Stern, 1996 ; Wyatt, 2008 ; Mustill and Wyatt, 2009). La présence d'un compagnon stellaire, ou d'une planète peut donc suffire à enclencher la cascade, et à rendre le disque détectable si la masse de poussière atteint environ une masse lunaire. Une planète proche du disque et faiblement excentrique, une planète faiblement massive traversant un disque ou un compagnon stellaire à quelques milliers d'UA semblent donc suffire à assurer la production de poussière d'un disque de débris.

En revanche, une fois la cascade collisionnelle enclenchée, la distribution des excentricités dans un disque de débris semble n'avoir que peu d'influence sur la quantité de poussière produite, et donc sur l'observabilité du disque, comme je l'ai indiqué à la section 6.1. Le rôle de l'excitation dynamique des planétésimaux d'un disque de débris semble essentiellement être de déclencher la cascade collisionnelle. Cela rejoint le constat de Wyatt et al. (2007a) et de Löhne et al. (2008), qui ont constaté que la valeur de l'excentricité moyenne des planétésimaux d'un disque de débris ne faisait pas varier sa luminosité fractionnaire de plus d'un ordre de grandeur.

7.3 Disques de débris et étoiles de type M

7.3.1 Ajustement sur les données *Spitzer*

Nous avons développé une nouvelle procédure d'ajustement, afin de déterminer les paramètres physiques des disques de débris à partir des données de relevés de télescopes spatiaux. Nous avons pour cela adopté le modèle d'évolution des disques de Wyatt et al. (2007a) et y avons apporté quelques raffinements. À partir d'une population de disques de débris générés numériquement, cette procédure calcule une distribution de luminosités fractionnaire, qui a pu être ajustée sur les disques détectés des relevés *Spitzer* de Su et al. (2006) pour les étoiles A et de Trilling et al. (2008) pour les étoiles de type solaire. Les quatre paramètres ajustés étaient d_c , le diamètre des planétésimaux parents, M_{mid} , le centre de la distribution lognormale des masses initiales des disques de débris, r_1 et r_2 , les bornes de la distribution en loi de puissance des rayons moyens des disques.

Nous en avons déduit les intervalles de valeurs de ces quatre paramètres compatibles avec les données *Spitzer*. Ces intervalles sont larges, du fait du petit nombre de disques détectés utilisés de chaque relevé. Les intervalles trouvés pour les étoiles A et FGK se superposent, ce qui laisse supposer que les disques de débris autour de toutes ces étoiles ont des caractéristiques communes. Ces résultats sont cohérents avec les valeurs obtenues par Wyatt et al. (2007b) et Kains et al. (2011), qui ont utilisé une autre procédure d'ajustement.

Nous avons trouvé une valeur minimale de $0,8 M_{\oplus}$ pour M_{mid} ; le diamètre d_c des planétésimaux à l'origine de la cascade collisionnelle est compris entre 2 et 60 km. La distribution de taille des planétésimaux de la ceinture de Kuiper montre une cassure à 30 km, valeur compatible avec notre étude, ce qui confirme la similitude entre la ceinture de Kuiper et les disques de débris détectés autour d'autres étoiles. Les limites r_1 et r_2 de la loi de puissance utilisée pour générer les rayons moyens de disques sont mal contraints par nos résultats, sauf r_1 dans le cas des étoiles A, qui est inférieur à 20 UA.

Ces résultats sont grandement indépendants de l'excitation dynamique des disques, de la largeur de la distribution lognormale des masses initiales des disques et de l'exposant de la loi de puissance de la distribution des rayons des disques. La largeur des disques simulés a néanmoins un impact notable, menant à des valeurs un peu plus grande de d_c (augmentation d'un facteur deux ou trois) et de M_{mid} , dans le cas d'un disque étroit (largeur d'un dixième du rayon moyen, contre la moitié pour le disque large).

À l'avenir, cette procédure pourra être utilisée pour appliquer le modèle d'évolution collisionnelle des disques aux récentes données des relevés du télescope spatial *Herschel*. L'utilisation d'échantillons plus fournis et mieux définis statistiquement devrait permettre d'affiner nos résultats en pourvoyant des intervalles de valeurs plus précis pour les paramètres du modèle, et ainsi d'améliorer nos connaissances sur les caractéristiques des disques de débris, selon le type spectral des étoiles-hôtes.

7.3.2 Déficit de disques de débris autour des étoiles de type M

Nous avons également utilisé cette procédure d'ajustement sur des disques de débris potentiels autour d'étoiles de type M. Les relevés opérés dans l'infrarouge lointain par Gautier et al. (2007) et dans le submillimétrique par Lestrade et al. (2006, 2009) ont montré un taux

de détection des disques de débris très faible par rapport aux autres types stellaires. Plusieurs hypothèses ont été émises afin d'expliquer ce fait d'observation : biais observationnel, effet des forts vents stellaires, notamment.

Afin de déterminer si les caractéristiques des disques de débris étaient les mêmes autour des étoiles M et autour des autres, nous avons modélisé une population de disques de débris autour des étoiles M du relevé de Gautier et al. (2007), en utilisant le même modèle d'évolution collisionnelle des disques et les valeurs des paramètres M_{mid} , d_c , r_1 et r_2 déterminés pour les étoiles A et FGK. Nous avons trouvé que la fréquence des disques détectables autour des étoiles M ne devrait pas être quasi nulle comme observé.

Ce résultat peut être interprété comme un signe d'une différence entre les caractéristiques des disques de débris autour des étoiles de type M et des autres. Nous avons montré qu'il fallait diminuer d'un ordre de grandeur la valeur de d_c pour obtenir des résultats conformes aux observations. Cela impliquerait que les planétésimaux à l'origine de la cascade collisionnelle soient d'une taille inférieure au kilomètre autour des étoiles naines, soit au moins un ordre de grandeur de moins qu'autour des autres étoiles. La théorie de formation des planétésimaux est aujourd'hui incomplète ; il apparaît donc prématuré de spéculer sur le processus à l'origine d'une telle différence. Un autre moyen de modéliser des taux de détection conformes aux observations est de diminuer le rayon des disques à quelques UA autour des étoiles de type M, mais cette hypothèse est incohérente avec les observations.

Nous proposons donc dans cette thèse deux hypothèses supplémentaires à propos du déficit de disques de débris détectés autour des étoiles de type M. Dans le chapitre 3.1.2, nous avons montré que les rencontres stellaires proches dans les amas ouverts, pendant les 100 premiers millions d'années de la vie d'une étoile, étaient susceptibles de purger significativement les jeunes disques de débris des étoiles nées dans les amas les plus denses, et qu'il y a de bonnes raisons de penser que la moitié des étoiles sont nées dans des amas ouverts suffisamment denses pour cela. Cette purge est nettement plus efficace, et peut être totale dans le cas des étoiles M, ce qui expliquerait le moindre nombre de disques de débris détectés autour d'elles. Dans le chapitre 6.2, nous avons constaté que les caractéristiques physiques des disques de débris étaient probablement différentes autour des étoiles M, et que la différence la plus probable était que les planétésimaux générateurs de la cascade collisionnelle sont plus petits d'environ un ordre de grandeur que ceux autour des étoiles d'autre type. Cette taille plus petite des planétésimaux, difficile à expliquer dans le cadre actuel des théories de formation planétaire, induit un taux de détection compatible avec les données d'observations.

En une trentaine d'années, nos connaissances sur les disques de débris ont énormément progressé, mais de nombreuses questions se posent encore. Les progrès observationnels récents, avec notamment *Herschel*, devraient fournir plus d'informations sur les conditions initiales et l'évolution des disques de débris, ainsi que sur les planétésimaux à l'origine des poussières dans les disques. Les progrès de l'imagerie donneront accès à des informations plus précises sur la structuration des disques de débris, et de là, sur leur interaction avec leur environnement. Ainsi, nous pourrions mieux connaître les spécificités de notre Système solaire et sa place parmi tous ses semblables.

Annexe A

Stripping a debris disk by close stellar encounters in an open stellar cluster

Stripping a debris disk by close stellar encounters in an open stellar cluster

Jean-François Lestrade¹, Etienne Morey¹, Antoine Lasso², and Naron Phou²

¹ Observatoire de Paris/LERMA - CNRS, 61 av. de l'Observatoire, F75014, Paris, France
e-mail: jean-francois.lestrade@obspm.fr

² UPMC, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, F75005, Paris, France

Received April 2010 ; accepted June 2011

ABSTRACT

A debris disk is a constituent of any planetary system surrounding a main sequence star. We study whether close stellar encounters can disrupt and strip a debris disk of its planetesimals in the expanding open cluster of its birth with a decreasing star number density over 100 Myrs. Such stripping would affect the dust production and hence detectability of the disk. We tabulated the fractions of planetesimals stripped off during stellar flybys of miss distances between 100 and 1000 AU and for several mass ratios of the central to passing stars. We then estimated the numbers of close stellar encounters over the lifetime of several expanding open clusters characterized by their initial star densities. We found that a standard disk, with inner and outer radii of 40 and 100 AU, suffers no loss of planetesimals over 100 Myrs around a star born in a common embedded cluster with star density $\leq 1000 \text{ pc}^{-3}$. In contrast, we found that such a disk is severely depleted of its planetesimals over this timescale around a star born in an Orion-type cluster where the star density is $> 20\,000 \text{ pc}^{-3}$. In this environment, a disk loses $> 97\%$ of its planetesimals around an M-dwarf, $> 63\%$ around a solar-type star, and $> 42\%$ around an A-dwarf, over 100 Myrs. We roughly estimate that two-thirds of the stars may be born in such high star density clusters. This might explain in part why fewer debris disks are observed around lower mass stars.

Key words. Stars : circumstellar matter ; surveys ; stars: low-mass ; planetary systems : formation

1. Introduction

A debris disk surrounding a main sequence star is the collection of planetesimals (comets or asteroids) that are the leftovers from an early phase of planet formation. A debris disk is a constituent of any planetary system in the core-accretion theory of planet formation. It is the analogue of the Kuiper Belt beyond Neptune, or of the asteroid belt between Mars and Jupiter, in our Solar System. The formation and evolution of debris disks and planetary systems are inter-related in theory, and can provide complementary insight into each other.

The dust content of a debris disk is the key to its observability. Small dust grains scatter the light of the central star and make the disk visible at optical wavelengths. Large grains are heated by the central star and efficiently re-radiate in the far-IR and (sub)millimeter domains where they are observed. It is thought that dust must be continually or episodically replenished by mutual collisions between planetesimals because dust grains are removed on short timescales (a few millions years or less). Disks have to be several-fold dustier than the Kuiper belt ($\times 100$) to be detectable with our instrumental sensitivities, even for the nearest stars. Nonetheless, bright disks are detected around $32 \pm 5\%$ of A-type dwarfs (Su et al 2006, Wyatt et al 2003), $16 \pm 2.8\%$ of solar-type dwarfs (Bryden et al 2006, Trilling et al 2008, Najita & Williams 2005) and $\leq 5\%$ of M-type dwarfs (Lestrade et al 2006 and 2009, Gautier et al 2007) according to searches for cold dust at $\lambda = 70\mu\text{m}$ by Spitzer and at (sub)millimeter wave-

lengths by radiotelescopes. Debris disks were recently reviewed by Wyatt (2008).

The mechanisms responsible for enhanced collisional activity and for grinding planetesimals to dust in debris disks remain unclear. The statistics of disk detections just recalled cannot be accurately interpreted unless these mechanisms are identified. It has been proposed that unseen planets dynamically stir the disk and generate copious amount of dust that evolve under gravity, radiation pressure, P-R, and stellar-wind drags (Moro-Martín & Malhotra, 2002; Wyatt 2003; Mustill & Wyatt 2009; Kennedy & Wyatt 2010). Steady-state equilibrium between collisional cascades of planetesimals and dust removal processes can explain how disks fade with age (Dominik & Decin 2003). Orbit resonance crossing of giant planets can trigger abrupt showers of planetesimals in the system, severely depleting the disk and limiting its detectability (Gomes et al 2005, Morbidelli et al 2005, Tsiganis et al 2005). However, the distribution of disk fractional luminosities with star ages is inconsistent with the idea that this mechanism is common among debris disks (Booth et al. 2010). Finally, distant icy-planets can successively form in waves outwards in the disk and generate dust rings (Kenyon & Bromley, 2002).

In this paper, we study whether stellar flybys during the first 100 Myrs of the lifetime of a star, while it is still in the expanding open cluster of its birth, can significantly deplete a disk of its planetesimals, affecting its dust production and therefore detectability. Stellar flybys have been invoked to explain the high eccentricity orbits of some Kuiper Belt Objects such as Sedna (Kenyon & Bromley, 2004), the dynamics of planetary systems (Malmberg et al. 2007, Spurzem et al. 2009), and the structures of debris disks (Larwood, 1997; Mouillet et al. 1997; Kalas et

Send offprint requests to: J.-F. Lestrade, e-mail : jean-francois.lestrade@obspm.fr

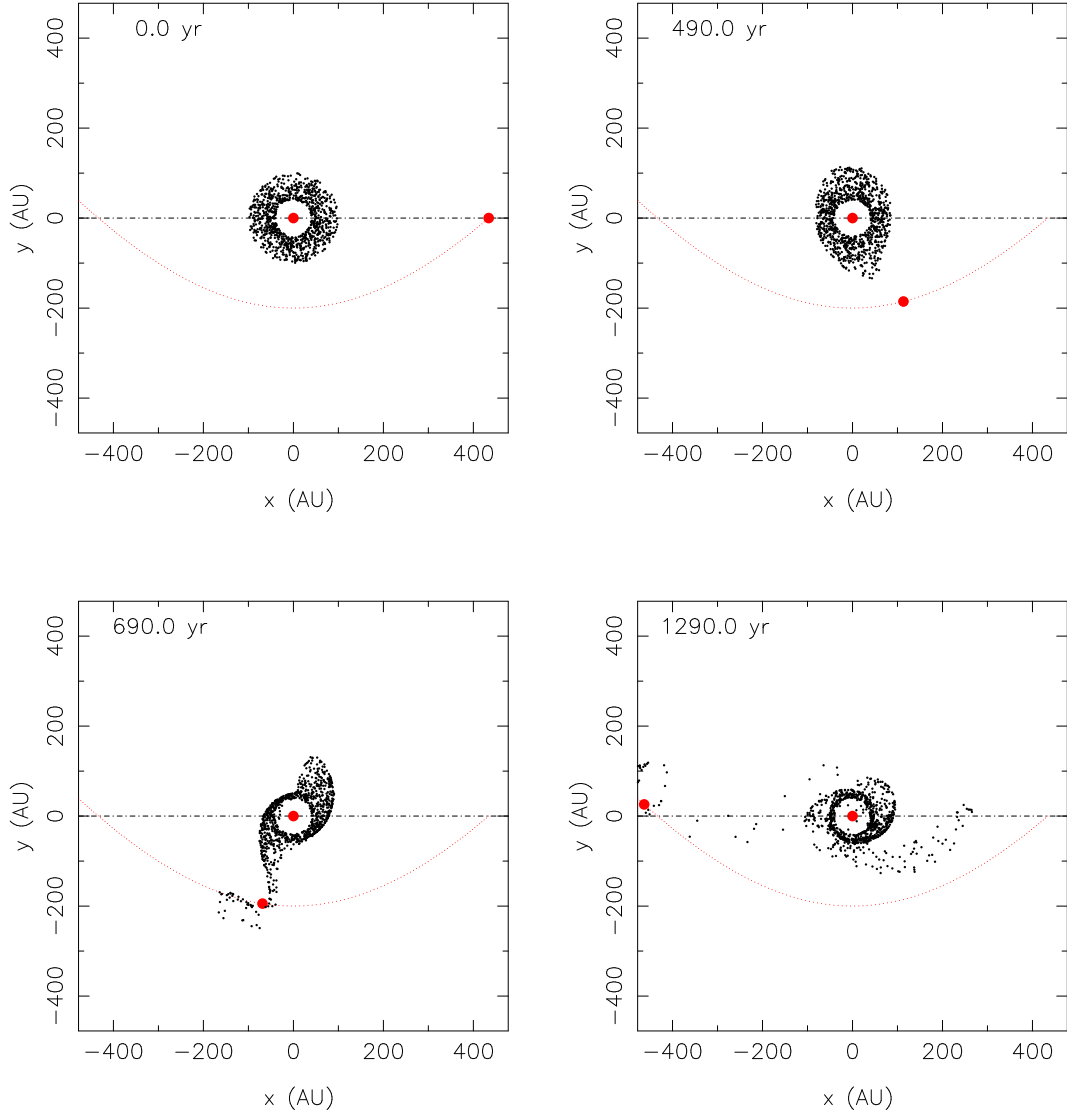


Fig. 1. Stellar flyby. The debris disk is non-self-gravitating, and has inner and outer radii of 40 and 100 AU at the start of the simulation. The central star is at the origin of the coordinate system. The trajectory of the passing star is parabolic, coplanar and prograde with respect to the disk. The mass ratio of the two stars is unity. At the closest approach, the miss distance is 200 AU and the resulting maximum velocity is 4.2 km/s. The fraction of planetesimals stripped off the disk and lost by the system is 13% during this close stellar encounter.

al 2000; Kobayashi & Ida, 2001). Impacts of stellar flybys during the first few million years have also been studied in the context of the evolution of protoplanetary disks and planet formation (Bonnell et al 2001, Olczack, Pfalzner & Eckart 2009).

For our study, we did not resort to a full N-body integration of an expanding cluster with stars surrounded by disks of planetesimals. We instead divided the problem into parts by first estimating the fraction of planetesimals stripped off a disk by the passage of a star moving on a parabolic trajectory in Sect. 2, and second by estimating the probability of close stellar encounters in an expanding cluster in Sect. 3. Finally, we discuss our results in Sect. 4.

2. Stripping a debris disk by stellar flybys

In our model, the central and the passing stars are considered to be point masses, named m_c and m_p , respectively. The disk is made of 10^4 massless planetesimals randomly distributed, radi-

ally and azimuthally, with the planetesimal surface number density $\Sigma(a) = \Sigma_0(a/a_0)^{-1.5}$. Hence, the disk is not self-gravitating, *i.e.* the orbit of each planetesimal is computed under the sole gravitational attractions of m_c and m_p in the restricted three-body problem.

In our simulations, we considered two sizes for the disk : a standard configuration with inner and outer radii of 40 and 100 AU, and a more compact configuration with respective radii 10 and 40 AU, at the start of the computation. These characteristic radii are based on limited observations at present. Protoplanetary transition disks have inner radii ranging from 15 to 73 AU and outer radii from 30 to 135 AU, as measured by the SMA (Andrews et al. 2011). More mature debris disks around main sequence stars have radii determined by means of either imaging or the fitting of their SED, and comprised between ~ 10 AU and ~ 300 AU (*e.g.* Dent et al. 2000, Greaves et al. 2005, Liseau et al. 2008, Corder et al. 2009, Marshall et al. 2011). In addition, disk size may depend on the central star mass; for ex-

ample, the disk surrounding the M-star AU Mic is about three times smaller than the disk around the A-star β Pic of the same age (12 Myr) (Augereau & Beust 2006, Augereau et al. 2001). However, a correlation between disk size and star mass has not yet been established because of a lack of sufficient data. Current surveys with Herschel in the far-IR (Matthews et al., 2010, Eiroa et al., 2010) will provide new and important constraints. We adopted the two disk configurations, standard and compact, in our simulations to help us prepare for any revisions of disk sizes in the future.

Our first suite of simulations was conducted in a three-dimensional (3D) coordinate system where the disk is confined to the x - y plane but the parabolic orbit of the passing star can be in an inclined plane. The starting position of the passing star is chosen to be at a large distance (> 1000 AU) to ensure that the disk is not perturbed by an impulsive force at the start of the computation. The initial velocity for the passing star is set so that, at the closest approach, it reaches a given miss distance while on a parabolic trajectory. The miss distances were set to be between 100 AU and 1000 AU, and the resulting maximum velocities of the passing star at closest approaches were between 3 and 12 km/s. This maximum velocity is related to the miss distance because of the parabolic nature of the orbit.

The equation of motion of a massless particle under the gravitational attractions of the central and passing stars were written in a coordinate system where the central star is at the origin. These equations were integrated numerically using the fourth order Runge-Kutta algorithm described in Press et al (1992). The numerical accuracy of our implementation of this algorithm was tested by computing the total energy of a test star, *i.e.* one not gravitationally interacting with the disk, set on a high eccentricity orbit with a small semi-major axis to produce the highest acceleration in the system. We set the time step for our integration so that the total energy of this test star was conserved to an accuracy lower than 0.1 %. We also extensively compared our Runge-Kutta results to the ones that we obtained first with the computationally expensive Euler method.

The dynamical evolution of our system is simulated over a few thousand years, long enough for the passing star to reach the closest approach and move away to a large distance. Our simulation is exemplified in Figure 1 for prograde and coplanar motions of the disk and passing star. This example shows that the disk is first slowly perturbed and then significantly disrupted at closest approach where the tidal forces reach a maximum. Finally the disk settles in to its new configuration with bound planetesimals on elliptical orbits, while other planetesimals are either captured by the passing star or ejected on unbound orbits. We checked that the fractions of stripped planetesimals (captured + ejected) are accurately estimated for a disk confined to the x - y plane and accurately represented by 10^4 particles in comparing to simulations with larger numbers of particles.

Our simulations were carried out by varying the miss distance from 100 AU to 1000 AU, the sense of circulation between the disk and the passing star (prograde, retrograde), the inclination i of the orbital plane of the passing star (0° , 30° , 45° , 90°), and the mass ratio m_p/m_c (20, 10, 4, 2, 1, 0.5, 0.25, 0.1). We found that all stellar flybys with retrograde motions are inefficient leading to very low fractions of stripped planetesimals. This is because they do not move in concert with the passing star and are not gravitationally perturbed for a sufficiently long period of time, as also noted by other authors in similar circumstances (Toomre & Toomre, 1972, Beust & Dutrey, 2006, Reche et al., 2009). All flybys with prograde motion and inclination $i \geq 45^\circ$ are also inefficient. Only flybys with prograde motion

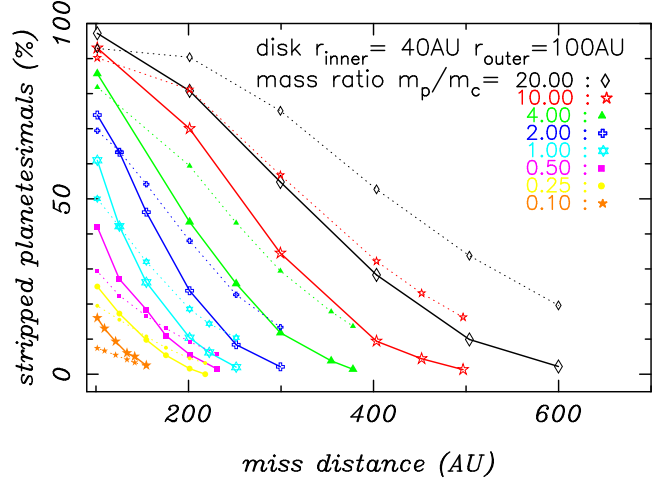


Fig. 2. Fractions of planetesimals stripped off a disk during stellar flybys at various miss distances and for various color-coded mass ratios m_p/m_c of the passing to central stars. The motions of the disk and of the passing star are prograde and their orbital planes are coplanar. The inner and outer radii of the disk are 40 and 100 AU, respectively, at the start of the simulation. Thick lines connect the points computed for a disk with planetesimals initially set on circular orbits. Dotted lines connect the points computed for a dynamically excited disk with orbits of planetesimals initially set with random eccentricities and inclinations (see details at end of Sect. 2).

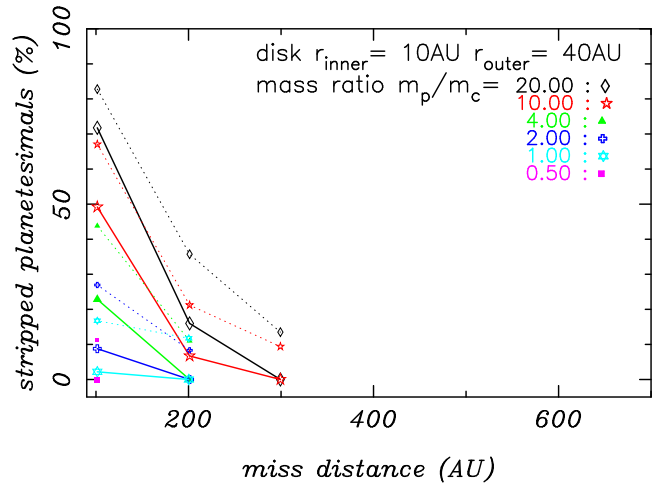


Fig. 3. Same as Figure 2 but for a compact disk with inner and outer radii of 10 and 40 AU.

and inclination $i < 45^\circ$ lead to significant stripping whose magnitude is quantified by Figures 2 and 3. These figures show the fraction of stripped planetesimals as a function of the miss distance, for the mass ratios m_p/m_c mentioned above, for the standard and compact disks, and for inclination $i < 45^\circ$ of the orbital plane of the passing star. Clearly, by comparing Figures 2 and 3, a compact disk with inner and outer radii of 10 and 40 AU is much less severely depleted of its planetesimals than the more extended one.

To check our simulations, we duplicated the results of Larwood and Kalas (2001) for the debris disk around β Pic perturbed by a passing star. We found excellent agreement with their Table 1 for the numbers of particles unbound and captured by the passing star, for all ratios m_p/m_c and inclinations. We also compared our results with the study of stripping effects in the Kuiper

Table 1. Stellar flybys of miss distance 200 AU for two initial disk excitations *.

m_p/m_c	Fractions of stripped planetesimals	
	no excitation	excitation
4	47 %	63 %
2	27 %	42 %
1	12 %	21 %
0.5	5 %	12 %
0.25	1.2 %	6.2 %

(*) standard size disk.

Belt when the Solar System was in its birth aggregate performed by Adams and Laughlin (2001). They estimate that 40% of the Kuiper Belt objects with semi-major axis between 30 and 70 AU are removed from the Solar System in an encounter with a 1 solar mass star at the miss distance $\sim 200 \text{ AU} \sim 350/\sqrt{\pi} \text{ AU}$ by using their fiducial cross-section $\sigma \sim (350 \text{ AU})^2$. This fraction is higher than our prediction of 13% in Figure 2. We ascribe this difference to their model which also includes the scattering of high eccentricity planetesimals by Neptune that is not considered in our model.

Finally, we studied how the initial conditions in the disk affect the outcome of a flyby since the disk can be initially excited by the dynamical perturbations of a previous flyby. We run a new suite of simulations in which planetesimals were set on eccentric and inclined, instead of circular, orbits. Their eccentricities, inclinations, and semi-major axes a were randomly distributed between 0.0 and 0.95, $\pm 30^\circ$, and 40 and 100 AU, respectively, at the start of the simulation. The planetesimal surface number density $\Sigma(a)$ was the same power-law as given above and 10^5 particles were used to represent this three-dimensional (3D) disk. These new simulations have yielded fractions of stripped planetesimals that are somewhat larger than for a disk with no initial excitation, but not exceedingly larger. These new fractions are the points connected by dotted lines in Figures 2 and 3. To appreciate the differences, we also present a subset of these points in Table 1 for a standard disk, miss distance of 200 AU and mass ratios $m_p/m_c = 4, 2, 1, 0.5$, and 0.25, which are representative examples. We estimated that the final depletions after 100 Myr between the two models can change by at most a factor of two depending on the exact history of encounters. Such a change is not important for the assessment of the impact of depletion on the dust production of a disk; only a depletion factor greater than ten is meaningful for the disk detectability. For the remaining analysis, we adopted the fractions given in Figures 2 and 3 for a disk with no initial excitation.

3. Close stellar encounters in an expanding open cluster

3.1. Number of stellar encounters over the cluster lifetime

We do not resort to an N-body calculation to estimate the frequencies of encounters between stars in an open cluster. We instead use the kinetic theory complemented by gravitational focusing. In this framework, the encounter time t_{enc} can be estimated analytically by rederiving Eqs. 8-122 of Binney & Tremaine (1987, p. 539), which is valid for two stars of identical masses, for the more general case of a central star and a passing star of masses m_c and m_p moving in a field with uniform

star number density n . The corresponding encounter rate at miss distance $d < d_{enc}$ is

$$\frac{1}{t_{enc}} = 4\sqrt{\pi} n \sigma d_{enc}^2 + \frac{2\sqrt{\pi} G(m_c + m_p) n d_{enc}}{\sigma} \quad (1),$$

where σ is the dispersion of the Maxwellian distribution in the stellar velocities of the cluster, and G is the gravitational constant. The first term is the collision rate inferred from the simple kinetic theory of a star moving at the mean velocity $4\sigma/\sqrt{\pi}$ (mean velocity of a Maxwellian with dispersion σ). This expression is based on the volume swept by the cross-section πd_{enc}^2 at this mean velocity during t_{enc} . The second term is gravitational focusing to account for the true orbits of the two stars. In convenient units, the total encounter rate is

$$\frac{1}{t_{enc}} (\text{yr}^{-1}) = 1.9 \times 10^{-8} \left(\frac{n}{1000 \text{ pc}^{-3}} \right) \left(\frac{\sigma}{1 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{d_{enc}}{100 \text{ AU}} \right)^2 + 8.8 \times 10^{-9} \left(\frac{m_c + m_p}{1 M_\odot} \right) \left(\frac{n}{1000 \text{ pc}^{-3}} \right) \left(\frac{d_{enc}}{100 \text{ AU}} \right) \left(\frac{1 \text{ km/s}}{\sigma} \right) \quad (2).$$

For our model, we assume that the star number density n is a linear function of time t . In our notation, this is

$$n = n_0 f_p - (n_0 - n_1) f_p(t/t_{cl}) \quad (3),$$

where f_p is the stellar fraction for each spectral type range listed in Table 2. With this linear expression of time, the total star number density in the cluster decreases from n_0 at $t = 0$ to $n_1 = 0.1 \text{ pc}^{-3}$ at $t = t_{cl}$, where t_{cl} is the cluster lifetime, typically 100 Myr (Lada & Lada 2003). The final value of 0.1 pc^{-3} is the field star density as measured in the solar neighbourhood as well as in relatively old open clusters (Abt, 2009). The linear dependence adopted is based on the study of the dynamical evolution of the Pleiades over 1 Gyr by Converse & Stahler (2011). They found that the central surface density (pc^{-2}) of the cluster falls linearly with time at a rate such that the initial density drops by tenfold in 200 Myr, and then falls also linearly but at a slower rate until 1 Gyr when the cluster is totally dispersed. They also show that the core radius is almost constant during the first 125 Myr such that the linear dependence of the surface number density (pc^{-2}) transfers to the volume density (pc^{-3}). We also note that in a similar way, Kaib & Quinn (2008) use this *a priori* time dependence for their study of the formation of the Oort cloud in an open cluster environment.

The number of stellar encounters of miss distances $d < d_{enc}$ can be tracked by the phase (cycle)

$$\phi(d < d_{enc}) = \int_0^{t_{cl}} 1/t_{enc} dt \quad (4).$$

Stellar flybys of miss distances $< d_{enc}$, mean velocity $4\sigma/\sqrt{\pi}$, and in the environment of varying star density n of eq.(3), occur successively at each integer value taken by this phase.

We checked our algorithm in predicting the close stellar encounter rate Γ modeled by Proszkow & Adams (2009) in their N-body simulations of stars in an embedded cluster. Their power law $\Gamma = \Gamma_0 \times (b/1000 \text{ AU})^\gamma$ corresponds to the number of close stellar encounters of miss distances $< b$ per star per Myr. With our model, we estimated the time $T_{1000 \text{ AU}}$ required

for the first stellar flyby at $d < 1000\text{AU}$ to occur by making $\phi(d < 1000\text{AU}) = \int_0^{T_{1000\text{AU}}} 1/t_{\text{enc}} dt = 1$ with the constant stellar density $n = 1000 \text{ stars pc}^{-3}$ in eq (2). In a similar way, we also estimated $T_{500\text{AU}}$ for $d < 500\text{AU}$. With these two values $T_{1000\text{AU}}$ and $T_{500\text{AU}}$, we determined $\Gamma_0 = 0.4$ flybys ($b < 1000 \text{ AU}$) per star per Myr and $\gamma = 1.5$ if $\sigma = 1 \text{ km/s}$, and determined $\Gamma_0 = 1$ flyby ($b < 1000 \text{ AU}$) per star per Myr and $\gamma = 1.9$ if $\sigma = 5 \text{ km/s}$. These values of Γ_0 and γ are consistent with those in Proszkow & Adams (2009). As an additional test of our algorithm, we also predicted for the Sun that a close stellar encounter of 0.5 pc occurs once every 1.2 Myr in the present-day star field ($n=\text{constant}=0.1 \text{ star pc}^{-3}$ in eq (2)). This prediction is indeed the frequency determined by Garcia-Sanchez et al. (2001).

3.2. Depletion of debris disks

We turn now to our initial problem and apply Eqs. (2), (3), and (4) to estimate the fraction of planetesimals left in a debris disk after close stellar encounters have occurred for the first 100 Myrs of its lifetime. For this estimate, we need to determine the miss distance for which six stellar flybys occur during this period, hence eq (4) becomes $\phi(d < d_{\text{enc}}) = \int_0^{t_{\text{cl}}} 1/t_{\text{enc}} dt = 6$ with $t_{\text{cl}} = 100 \text{ Myr}$. We demonstrate below why six flybys are required. We solve numerically this equation for d_{enc} and use its value in Figs 2 or 3 to estimate the fraction of stripped planetesimals. This fraction is a lower limit, *i.e.* more planetesimals are ejected in reality, for two reasons. First, the miss distance of an encounter tracked by eq (4) is d_{enc} or smaller, and closer encounters more severely deplete a disk. Second, stellar flybys at larger miss distances that are tracked by $\phi(d < d_{\text{enc}}) = 12, 18, 24, \dots$ in our algorithm are ignored in this work, although these flybys do slightly increase the fraction of stripped planetesimals. This ensures that our final conclusion is conservative but not overly. In practice, we solve numerically the equation $\phi(d < d_{\text{enc}}) = 6$ above for each stellar spectral type by using the corresponding fraction f_p of Table 2 that set the star number density n in eq. (3) and hence in $1/t_{\text{enc}}$. The fractions f_p account for the fact that massive passing stars are rare, but destructive for a disk, and low-mass passing stars are common, but less harmful.

We return to the choice $\phi(d < d_{\text{enc}}) = 6$, which is based on the efficiency with which flybys strip a debris disk depending on the inclination i of the passing star orbit as well as the sense of circulation as discussed in Sect. 2. As already pointed out, a stellar flyby strips a debris disk according to the fractions given in Figures 2 or 3 only if the passing star and disk motions are prograde and if $i < 45^\circ$ (two conditions). Assuming that the angular momentum vector of the passing star is randomly distributed over the whole celestial sphere, the differential probability that

Table 3. Closest stellar encounters of the Sun and corresponding fractions of stripped planetesimals ^(*)

Spectral type m_p	m_p/m_c	d_{enc} (AU)	Fraction s_i
M8-M5	0.15	180	0
M4-M0	0.25	200	2%
K8-K0	0.5	230	3%
G8-G0-F0	1.0	500	0
A8-A0	2.0	875	0
B8-B5	4.	1250	0

^(*) duration=100 Myrs; $m_c = 1M_\odot$; $n_0 = 3000\text{pc}^{-3}$; $\sigma = 5 \text{ km/s}$; $\phi(d < d_{\text{enc}}) = 6$.

this vector goes through a celestial band between inclinations i and $i + di$ is $dp = \frac{1}{2} \sin(i) di$. By integrating between $i = 0$ and $\pi/4$, the probability corresponding to the two conditions above is $p \sim 1/6$. Hence, six flybys must occur to have one that is efficient at stripping the planetesimals of a disk according to the fractions given in Figures 2 or 3.

Finally, we combine the stripping effects over the six stellar spectral type ranges defined in Table 2 by computing the total fraction of the planetesimals left in the disk after 100 Myr, $(1 - s_1) \times (1 - s_2) \times \dots \times (1 - s_6)$, where each s_i is the fraction of stripped planetesimals of Figures 2 or 3 for the appropriate ratio m_p/m_c .

As an example of this calculation, we list in Table 3 the miss distance d_{enc} and stripping factor s_i for each spectral type of the stellar encounters undergone by the Sun for the first 100 Myr after its birth in a cluster characterized by $\sigma = 5 \text{ km/s}$ and the initial stellar density $n_0 = 3000 \text{ pc}^{-3}$ (Adams & Laughlin, 2001). In these conditions, the total fraction of planetesimals left is $< 95\%$ after 100 Myrs in our model. The present day Kuiper Belt has only $\sim 1\%$ of the mass that the minimum mass solar nebula hypothesis predicts, and, the hypothesis of the late heavy bombardement at 700 Myr has been put forth as an explanation (Morbidelli et al 2005).

In Table 4, we search the parameter space (m_c, n_0) to find out the conditions in which a debris disk can be most severely depleted during the first 100 Myr of its lifetime. The fractions of planetesimals left after 100 Myr in a standard size disk (40 – 100 AU) and compact disk (10 – 40 AU) are estimated for the central star masses, $m_c = 0.25, 0.5, 1.0$ or $2.5 M_\odot$, which cover the mass range of stars searched for debris disks in surveys. The cluster dispersion velocity adopted is $\sigma = 5 \text{ km/s}$, as observed in 11 nearby open clusters and associations with ages between 5 Myrs (Upper Sco) and 757 Myrs (Praesepe) by Madsen, Dravins & Lindegren (2002), and as measured in the N-body simulation of the dynamical evolution of embedded clusters from which open clusters emerge (Proszkow & Adams 2009). In Table 4, the initial star number density n_0 is chosen to be 100, 1000, 3000, 10 000, 20 000, or 30 000 pc^{-3} for several reasons; most embedded clusters have stellar densities of $\sim 100 \text{ pc}^{-3}$ (Carpenter 2000, Porras et al 2003, Lada & Lada 2003), the Sun is thought to be born in a cluster of stellar density $\sim 3000 \text{ pc}^{-3}$ (Adams & Laughlin 2001), and the densest and closest embedded cluster is the Orion nebula cluster with $\sim 20\,000 \text{ pc}^{-3}$ (Hillenbrand & Hartmann, 1998). We note also that the central stellar density of the Arches cluster close to the Galactic center reaches $\sim 10^5 \text{ pc}^{-3}$ (Portegies Zwart et al. 2007) but we have not included this extreme case in our study.

Table 2. Stellar mass distribution of passing stars

Spectral type m_p	Mass range (M_\odot)	Fraction f_p
M8-M5	0.10 - 0.21	43.0 %
M4-M0	0.21 - 0.47	31.5 %
K8-K0	0.47 - 0.80	12.4 %
G8-G0-F0	0.80 - 1.70	8.5 %
A8-A0	1.70 - 3.20	2.7 %
B8-B5	3.20 - 6.50	1.3 %

Table 4. Fractions of planetesimals left in a debris disk after undergoing close stellar encounters for 100 Myr in expanding open clusters of various initial star densities.

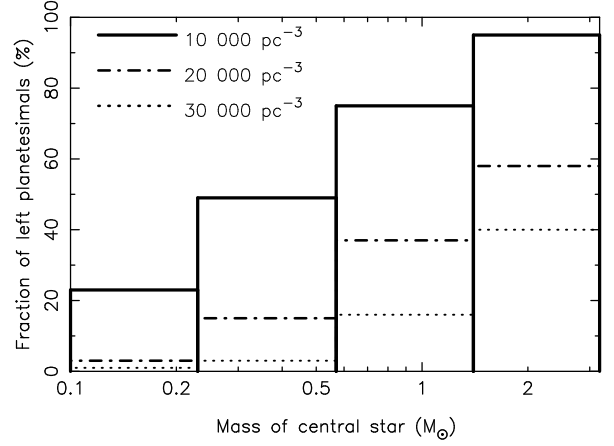
Central star $m_c (M_\odot)$	Cluster ^(*) $n_0 (pc^{-3})$	Fraction of planetesimals left	
		Disk 40 – 100 AU (%)	Disk 10 – 40 AU (%)
0.25	100	100	100
0.5	“	100	100
1.0	“	100	100
2.5	“	100	100
0.25	1000	100	100
0.5	“	100	100
1.0	“	100	100
2.5	“	100	100
0.25	3000	< 65	100
0.5	“	< 83	100
1.0	“	< 95	100
2.5	“	100	100
0.25	10 000	< 23	100
0.5	“	< 49	100
1.0	“	< 75	100
2.5	“	< 94	100
0.25	20 000	< 3	< 97
0.5	“	< 15	100
1.0	“	< 37	100
2.5	“	< 58	100
0.25	30 000	< 1	< 76
0.5	“	< 3	< 95
1.0	“	< 16	100
2.5	“	< 40	100

^(*) : $\sigma = 5$ km/s, $\phi(d < d_{enc}) = 6$.

4. Discussion

According to our search of the parameter space (m_c, n_0) in Table 4, severe depletion by close stellar encounters occurs only for a disk of standard size (40 – 100 AU) surrounding a star born in an embedded cluster with a high star-density n_0 greater than $20\,000\,pc^{-3}$. In these conditions, fewer than 58% of the planetesimals are left around an intermediate-mass star after 100 Myr, fewer than 37% around a solar-mass star, and fewer than only 3% around a low-mass star. In common low star-density embedded clusters where n_0 is $< 1000\,pc^{-3}$, stellar flybys have a relatively small effect on disks. The turning point in Table 4 where disks start to lose their planetesimals in 100 Myr is the intermediate star density $n_0 \sim 3000\,pc^{-3}$, which is thought to have prevailed in the birthplace of the Sun. In contrast, disks of compact size (10 – 40 AU) are almost insensitive to their stellar environment as seen in Table 4. These conclusions remain qualitatively the same regardless of whether the disk is dynamically excited at the start of the simulation or not. In agreement with these results, Spurzem et al. (2009) demonstrated that disruptions of some wide-orbit planetary systems in an Orion-type cluster are expected on a timescale of a few 10^8 yrs, leaving free-floating planets as relics.

We can make a rough estimate of the fraction of stars born in low and high star-density environments by comparing the numbers of stars N_1 and N_2 that are, respectively, in the closest high star-density embedded cluster, the Orion Nebula Cluster at

**Fig. 4.** Fractions of planetesimals left in a debris disk after undergoing close stellar encounters for 100 Myr in open clusters of various initial star number densities. Fractions are the same as in Table 4 for the disk with inner and outer radii of 40 and 100 AU. The four bins correspond to the stellar spectral types M8-M5, M4-M0, KGF, and A.

450 pc, and in all low star-density embedded clusters closer than this distance; these numbers are $N_1 = 2520$ and $N_2 = 1324$ based on the catalog of Lada & Lada (2003). Thus, the corresponding fractions are $N_2/(N_1 + N_2) = 34\%$ and $N_1/(N_1 + N_2) = 66\%$ for stars born in low and high star-density embedded clusters, respectively. If this rough estimate holds over the whole Milky Way, we can conclude that about two-thirds of the stars surveyed today originate from high star-density embedded clusters, thus their disks may have suffered severe stripping by close stellar encounters according to Table 4. We note that embedded clusters with star-densities higher than $10\,000\,M_\odot pc^{-3}$ survive the initial gas expulsion phase (“infant mortality phase”), and are stable against disruption by stellar evolution and encounters with giant molecular clouds over an Hubble time (Lamers et al, 2005, Gieles 2009).

As depicted in Figure 4, or equivalently in Table 4, the fraction of planetesimals left in a standard disk (40 – 100 AU) depends significantly on the mass of the central star m_c . This is expected in our model in which flybys are more disruptive for disks around M-dwarfs encountering mostly more massive stars, while they are less damaging for disks around A-dwarfs encountering mostly less massive stars. Consequently, in our model, disks surrounding M-dwarfs are expected to be more difficult to detect since more depleted disks produce less observable dust. This trend in our model agrees with the observed decline in the number of debris disks found around lower mass stars in surveys (32% for A-dwarfs, 16% for FGK dwarfs, < 5% for M-dwarfs) as emphasized in Lestrade et al (2009).

A limitation of our model is that the star number density is assumed to be uniform across the cluster. Mass segregation is a well-known feature of star clusters, as can be seen in the Trapezium where the most massive stars are arranged in a central, compact core (Moeckel & Bonnell 2009). Mass segregation can be approximated in our model by a relative increase in the high-mass star fraction f_p given in Table 2 to simulate the condition at the center of the cluster. For example, in the case of $m_c = 0.25\,M_\odot$ and $n_0 = 20\,000\,pc^{-3}$, after increasing f_p by a factor of four for the most massive stars of this study ($m_p = 2.5\,M_\odot$) and decreasing f_p accordingly for the lowest mass stars, the fraction of remaining planetesimals changes from < 3% in Table 4 to < 2%. For the same modifications of f_p but for $m_c = 2.5\,M_\odot$

and $n_0 = 20\,000\text{ pc}^{-3}$, the fraction changes from $< 58\%$ in Table 4 to $< 45\%$. Consequently, this limitation of our model makes our estimate conservative and leaves unchanged our main conclusion.

5. Conclusion

We have studied the depletion of planetesimals in a debris disk triggered by close stellar encounters in the environment of an expanding open cluster over its lifetime of 100 Myrs. We have found that depletion is significant only for an initial star-density of the embedded cluster of origin greater than $20\,000\text{ pc}^{-3}$, as in the Orion Nebula Cluster, and in a disk of standard size (inner and outer radii : 40 and 100 AU). In these conditions, a debris disk loses $>97\%$ of its planetesimals around an M-dwarf, $>63\%$ around a solar-type star, and $>42\%$ around an A-dwarf in 100 Myr. This level of depletion could affect two-thirds of the stars searched in surveys since two-thirds of them are born in high star-density embedded clusters according to the catalog of Lada and Lada (2003). However, more compact disks (inner and outer radii : 10 and 40 AU) are much less sensitive to their environment. Unfortunately, debris disk sizes are not yet well enough known to decisively conclude whether the observed trend of fewer debris disks being detected around lower mass stars can be explained by the mechanism we have studied.

Acknowledgements. We are grateful to our referee, Hervé Beust, for his suggestions and are indebted to him for indicating the correct probability calculation of the number of flybys. Etienne Morey PhD work is funded by a Fondation CFM-JP Aguilar grant.

References

- Abt, H., 2009, *PASP*, 121, 1307
- Adams, F.C. & Laughlin, G., 2001, *Icarus*, 150, 151-162
- Andrews, S., Wilner, D., Espaillat, C., et al., 2011, *ApJ*, 732, 42
- Augereau, J.-C., Nelson, R.P., Lagrange, A.-M., Papaloizou, J.C.B., Mouillet, D., 2001, *A & A*, 370, 447
- Augereau, J.-C. & Beust, H., 2006, *A & A*, 455, 987
- Beust, H. & Dutrey, A., 2006, *A&A*, 446, 137
- Binney, J. & Tremaine, S., 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press
- Bryden, G. C., et al., 2006, *ApJ*, 636, 1098
- Bonnell, I.A., Kester, W.S., Melvyn, B.D., Keith, H., 2001, *MNRAS*, 322, 859
- Booth, M., Wyatt, M.C., Morbidelli, A., Moro-Martin, A., Levison, H.F., 2010, *MNRAS*, 399, 385
- Carpenter, J., 2000, *AJ*, 120, 3139
- Corder, S., et al., 2009, *ApJ*, 690, L65-L68
- Converse, J.M., Stahler, S.W., 2010, *MNRAS*, 405, 666
- Dent, W. R. F., Walker, H. J., Holland, W.S., & Greaves, J.S., 2000, *MNRAS*, 314, 702
- Dominik, C. & Decin, G., 2003, *ApJ*, 583, 626.
- Eiroa, C., Fedele, D., Maldonado, J., Gonzalez-Garcia, B.M., Rodmann, J., et al., 2010, *A&A*, 518, L131
- Garcia-Sanchez, J., Weissman, P.R., Preston, R.A., Jones, D.L., Lestrade, J.-F., Latham, D.W., Stefanik, R.P. and Paredes, J.M., 2001, *A&A*, 379, 634
- Gautier, T. N., Rieke, G. H., Stansberry, J., Bryden, G. C., Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Beichman, C. A. et al., 2007, *ApJ*, 667, 527
- Gieles, M., 2009, in *Star Clusters*, Proceedings of the IAU Symposium 266, R. de Grijs & J.R.D. Lépine, eds, Cambridge University Press.
- Gomes, R., Levison, H.F., Tsiganis, K., Morbidelli, A., 2005, *Nature*, 435, 466.
- Greaves, J. S., Holland, W. S., Wyatt, M. C., Dent, W. R. F., et al., 2005, *ApJ*, 619, 187
- Hillenbrand, L. & Hartmann, L.W., 1998, *ApJ*, 492, 540
- Kaib, N.A., & Quinn, T., 2008, *Icarus*, 197, 221
- Kalas, P., Larwood, J., Smith, B.A., & Schultz, A., 2000, *ApJ*, 530, L133.
- Kennedy, G.M. & Wyatt, M.C., 2010, *MNRAS*, 405, 1253
- Kenyon, S.J. & Bromley, B.C., 2002, *ApJ*, 577, L35
- Kenyon, S.J. & Bromley, B.C., 2004, *Nat.*, 432, 598
- Kobayashi, H. & Ida, S., 2001, *Icarus*, 153, 416
- Lada, C.J. & Lada, E.A., 2003, *ARA & A*, 41, 57
- Lamers, H. J. G. L. M. et al., 2005, *A&A*, 441, 117
- Larwood, J.D., 1997, *MNRAS*, 290, 490
- Larwood, J.D. & Kalas, P.G., 2001, *MNRAS*, 323, 402-416.
- Lestrade, J.-F., Wyatt, M. C., Bertoldi, F., Dent, W. R. F., Menten, K. M., 2006, *A&A*, 460, 733
- Lestrade, J.-F., Wyatt, M. C., Bertoldi, F., Menten, K. M., Labaigt, G., 2009, *A&A*, 506, 1455
- Liseau, R. et al., 2008, *A&A*, 480, L47
- Madsen, S., Dravins, D., Lindegren, L., 2002, *A&A*, 381, 446
- Malmberg, D., et al., 2007, *MNRAS*, 378, 1207
- Marshall, J.P. et al., 2011, *A&A*, 529, 117
- Matthews, B.C., Sibthorpe, B., Kennedy, G., Philips, N., Churcher, L. et al., 2010, *A&A*, 518, L135
- Moekel, N. & Bonnell, I.A., 2009, *MNRAS*, 400, 657
- Morbidelli, A., Levison, H.F., Tsiganis, K., Gomes, R., 2005, *Nature*, 435, 462.
- Moro-Martin, A. & Malhotra, R. 2002, *AJ*, 124, 2305
- Mouillet, D., Larwood, J.D., Papaloizou, J.C.B., Lagrange, A.-M., 1997, *MNRAS*, 292, 896
- Mustill, A. & Wyatt, M.C., 2009, *MNRAS*, 399, 1403-1414
- Najita, J. & Williams, J.P., 2005, *ApJ*, 635, 625
- Olczack, C., Pfalzner, S. & Eckart, A., 2009, *A&A*, 509, 630
- Porras, A. et al., 2003, *AJ*, 126, 1916
- Portegies Zwart, S., et al., 2007, *MNRAS*, 378, L29.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1992, Cambridge University Press.
- Proszkow, E.-M., Adams, F.C., 2009, *ApJS*, 185, 486.
- Reche, R., Beust, H., Augereau, J.-C., 2009, *A & A*, 493, 661
- Spurzem, R., Giersz, M., Heggie, D. C., Lin, D.N.C., 2009, *ApJ*, 697, 458
- Su, K.Y.L., Rieke, G. H., Stapelfeldt, K.R., Stansberry, J.A., Bryden, G., Stapelfeldt, K.R., et al. 2006, *ApJ*, 653, 675
- Toomre, A. & Toomre, J., 1972, *ApJ*, 178, 623
- Trilling, D. E., Bryden, G., Beichman, C. A., Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Stansberry, J. A., et al., 2008, *ApJ*, 674, 1086
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., Levison, H.F., 2005, *Nature*, 435, 459.
- Wyatt, M.C., 2003, *ApJ*, 598, 1321
- Wyatt, M.C. & Dent, W.F.R., & Greaves, J.S., 2003, *MNRAS*, 342, 876.
- Wyatt, M.C., 2008, *ARA&A*, 46, 339-383

Annexe B

Observational constraints on steady-state collisional evolution of debris disks around M-dwarfs

On the steady-state collisional evolution of debris disks around M-dwarfs

Etienne Morey¹ and Jean-François Lestrade²

¹ Observatoire de Paris - LERMA, 61 Av. de l'Observatoire, F-75014, Paris, France

² Observatoire de Paris - LERMA, CNRS, 61 Av. de l'Observatoire, F-75014, Paris, France

Received ; accepted

ABSTRACT

Debris disks have been found primarily around intermediate and solar mass stars (spectral types A-K) but rarely around low mass M-type stars. We confront this lack of detection in surveys so far with the predictions of steady state collisional evolution of a potential population of disks around them. First, we determine the parameters of this evolution model with the data of the *Spitzer* surveys of A- and FGK-type stars in fitting the shape of the distribution of the fractional dust luminosities of the detected debris disks only. This stipulation in our study is based on the assumption that the disk mass distribution is bimodal ; it is split between high mass collisionally dominated disks that are detected and low mass P-R dominated disks that are below the detection level in these surveys. The reason for this assumption is that studies show that a fraction of planetary systems can lose their planetesimals because of planet-planet dynamical instabilities or of stripping mechanisms early in their lifetime. The parameter best determined in the fit is the diameter D_c of the largest planetesimals in the collisional cascade of the model ranging from 2 km to 60 km, consistently for disks around both A- and FGK-type stars. Second, for M-dwarfs, we make the favorable assumptions that all are surrounded by the same population of high mass collisionally dominated disks as the other stars and that small grains are not blown out by a stellar wind. In these conditions, we predict the flux densities expected for the surveys conducted in the far infrared and submillimeter domain. In this framework, we find that the evolution model can be made consistent with the observed lack of disks around M-dwarfs if the diameter D_c is taken at least ten times smaller than the largest colliding planetesimals around A-type and FGK-type stars. Theories of the formation of planetesimals by coagulation or by gravitational instabilities have still formidable hurdles to overcome and our analysis indicates that low mass stars might form smaller planetesimals than solar or intermediate mass stars.

Key words. debris disks : circumstellar matter - planetary systems : formation - stars: planetary systems

1. Introduction

A debris disk around a main sequence star is formed of planetesimals left over in the system from the planet formation process according to the core accretion theory. In our Solar system, the Asteroid belt and Edgeworth-Kuiper Belt would be a debris disk for a distant observer. Planetesimals are objects whose accretion was stymied by the formation and migration of giant planets in the system, or simply occurred too slowly for them to grow larger. Relationship between debris disks and planetary systems is debated and should eventually place our Solar system in context (Greaves & Wyatt 2010). The physical and observational properties of debris disks were defined by Lagrange et al. (2000), and their studies were reviewed by Wyatt (2008) and Krivov (2010).

It is thought that observed dust associated with debris disks must be replenished through continual collisional grinding or sublimation of planetesimals resulting either from a steady state or a stochastic process, or both. About 10 – 30% of mature stars from stellar type A to K harbor cold dust disks detected as excesses emission above photospheric levels in the far-infrared at $\lambda > 70 \mu\text{m}$. Observed decay of these excesses with star ages is seen as evidence of evolution under a steady state collisional process (Rieke et al. 2005; Bryden et al. 2006; Wyatt et al. 2007a,b; Carpenter et al. 2009; Kains et al. 2011). The fact that debris disks are found around stars that have several orders of magni-

tude difference in stellar luminosities implies that planetesimal formation (a critical step in planet formation) is a robust process that can take place under a wide range of conditions.

In addition to searches targeted at A to K type stars, several large surveys have been conducted to search for cold debris disks around M dwarfs in the mid-infrared by Plavchan et al. (2005, 2009), initially, and Avenhaus et al. (2012) with *WISE*, as well as in the far-infrared with *Spitzer* and *Herschel* (Gautier et al. 2007; Matthews et al. 2010), and in the submillimeter domain with JCMT and IRAM30m (Lestrade et al. 2006, 2009). They have yielded only a *bona fide* disk around the mature M3 star GJ581 (Lestrade et al. 2012), in addition to the disk around the young M0 star AU Mic (12 Myr) (Liu et al. 2004; Kalas et al. 2004).

The fact that debris disks are less frequently detected among M-stars than around higher-mass stars seems surprising at first, since all spectral types have similar detection frequency of protoplanetary disks in the earlier stage of their evolution (e.g., Andrews & Williams 2005). It is also surprising in view of the recent observations showing that small, low-mass planets are more abundant among M-stars than around the other stars (Howard et al. 2012; Bonfils et al. 2013; Dressing & Charbonneau 2013; Kopparapu 2013), and of the recent result showing evidence of the prevalence of debris disks around G type stars with low-mass planetary systems (Wyatt et al. (2012), and also Marshall et al. and Moro-Martín et al. in prep). If the correlation between debris disks and low-mass planets for G-

Send offprint requests to: J-F Lestrade, e-mail: jean-francois.lestrade@obspm.fr

stars applies to M-stars, then debris disks should be relatively common around them, in contrast to observations.

In reality, current observations may simply not be sensitive enough because dust experiences significantly less heating around low luminosity M-dwarfs than around more massive stars. However, M-dwarfs are usually closer and have larger total dust emitting surface because small grains are not blown out of the system by radiation pressure, unless affected of a strong stellar wind.

In this paper, we show that, under specific conditions (no stellar wind and high mass collisionally dominated disks), M-dwarfs must have smaller planetesimals than those surrounding other types of stars. In §2, we describe the steady state collisional evolution model developed in Wyatt et al. (2007a) and our adaptation. In §3, we fit this model to the data of the *Spitzer* surveys of A stars and FGK stars with a novel fitting procedure and assuming collisionally dominated disks for all stars. Interestingly, the best fits of the two samples are shown to be consistent. Finally, in §4, we use this model and its assumptions to show that the observations of no debris disks around M-dwarfs found in the survey of Gautier et al. (2007) in the far-infrared domain can be explained by planetesimals smaller in size than in disks around A and FGK stars.

2. Model for the population of debris disks

2.1. Analytic steady state collisional evolution model

We make the assumption that stars with detected debris disks are surrounded by a belt of planetesimals that is undergoing collisional cascades producing the dust observed. The long-term evolution of such a belt in steady state collisional equilibrium was originally developed analytically in Dominik & Decin (2003) and recast with slightly modified assumptions in Wyatt et al. (2007a). This model shows that debris disks decay at a constant rate proportionnal to t^{-1} . An extension of this analytic model that also includes the evolution of the star into the subgiant phase is presented in Bonsor & Wyatt (2010) and yields a similar decay. Numerical models of single systems have shown that this decay is better described as a quasi steady state with rates varying with time (Thébault et al. 2003; Löhne et al. 2008; Thébault & Augereau 2007; Gáspár et al. 2012).

In this study, we use the analytic model of Wyatt et al. (2007a) for its simplicity and its overall accuracy for collision-dominated disks that have been observed in surveys so far. In this model, the collisional equilibrium is described with a single power law for the size distribution defined by $n(D) = KD^{2-3q}$ between D and $D + dD$, and with $q = 11/6$ (Dohnanyi 1969). Such a collisional cascade implies infinity at both ends but, in debris disks, it is truncated at the top end by the largest planetesimal of diameter D_c and at the lower end by the blow out size if the stellar radiation pressure can blow out the smallest particles. In this model, the size distribution is independent of radial distance in the disk. The coefficient K can be related straightforwardly to the total mass or the total surface of the material. We recall that for index $q = 11/6$, most of the mass of the belt is in the largest planetesimals while most of the emitting cross-sectional area is in the smallest particles.

In a collisional cascade material within a given size range D to $D + dD$ is replaced by fragments from the destruction of larger objects at the same rate that it is destroyed in collisions with other members of the cascade. The long-timescale evolution is thus determined by the removal of mass from the top end of the cascade, and, hence, by the collisional lifetime $t_c(0)$

of the largest planetesimals of size D_c at the initial epoch. In Wyatt et al. (2007a), planetesimals of size D_c are destroyed by impacting planetesimals down to size $X_c D_c$ ($X_c < 1$) making collisional lifetimes shorter than in Dominik & Decin (2003) where the large planetesimals feeding the cascade are less realistically treated as a population separate from the cascade. The ratio $X_c = D_{cc}/D_c$, where D_{cc} is the smallest planetesimal that has enough energy to catastrophically destroy a planetesimal of size D_c , can be expressed from the dispersal threshold Q_D^* , i.e. the specific incident energy required to catastrophically destroy a particle. Large bodies are eventually ground to small particles generally expelled from the system by radiation or wind pressure.

However, for low luminosity M dwarfs, the smallest grains cannot be expelled by radiation pressure but by stellar wind if significantly above the solar value (Plavchan et al. 2005). This might be the case for very young M-dwarfs, as AU Mic, and possibly for fully convective stars later than the sub-stellar spectral type M3 (Hawley et al. 2000; Wargelin & Drake 2001). The M-dwarfs of unknown ages in the *Spitzer* sample of Gautier et al. (2007) are likely older than 1 Gyr, so we have assumed no stellar wind to simplify their study and to test other parameters of the model, especially planetesimal size, for the rare detection of debris disk around them. We have set the smallest particle diameter D_{min} for M-dwarfs to $0.1 \mu\text{m}$ in our model because the absorption efficiency Q_{abs} drops significantly below unity for smaller grains (Laor & Draine 1993) making their emission negligible.

In the model, the total mass $M_{tot}(t)$ of the planetesimals of the belt decays as :

$$M_{tot}(t) = \frac{M_{tot}(0)}{[1 + t/t_c(0)]} \quad (1)$$

where $M_{tot}(0)$ is the initial total mass of the belt and $t_c(0)$ is the collisional time scale at that initial epoch. This solution is valid as long as the mass is the only time-variable property of the disk. For the collisional lifetime $t_c(0)$, we used eq. 9 of Wyatt et al. (2007b) summarized here by :

$$t_c(0) \propto \frac{\rho R^{3.5} \times \Delta R / R \times D_c}{M_*^{0.5} M_{tot}(0)} f(X_c, e/I, q) \quad (2)$$

and their expression for the function f . The factor X_c has been derived in Wyatt & Dent (2002) :

$$X_c \propto \left(\frac{Q_D^*(D_c) \times R \times M_*^{-1}}{1.25e^2 + I^2} \right)^{1/3} \quad (3)$$

These expressions depend on the conditions in the disk (total mass $M_{tot}(0)$ unless $t \gg t_c(0)$, mean radius R and width ΔR of the disk, diameter D_c of the largest planetesimals) and on the parameters controlling its subsequent collisional evolution (eccentricity and inclination e, I of the perturbed planetesimals, material density ρ and the star mass M_*).

The specific energy threshold Q_D^* for catastrophic disruption depends on the largest planetesimal D_c and we use the model of Benz & Asphaug (1999) :

$$Q_D^*(D_c) = Q_0(D_c/2)^a + B\rho(D_c/2)^b \quad (4)$$

where $Q_0 \sim 1.6 \cdot 10^7 - 9 \cdot 10^7 \text{ erg g}^{-1}$, $B \sim 0.3 - 2.1 \text{ erg cm}^{-3} \text{ g}^{-2}$, $a \sim -0.4$ and $b \sim 1.20$ as given in their Table III for basalt and ice, and impact velocities 0.5, 3 and 5 km/s.

The assumptions that Q_D^* and D_c are independent of stellar age and are the same for all disks are limitations of the model.

We synthesize a disk population in adopting distributions for the initial disk masses $M_{tot}(0)$ and the mean disk radii. The distribution for $M_{tot}(0)$ is based on the submillimeter study of protoplanetary disks of Andrews & Williams (2005) who derived a lognormal distribution of their dust masses centered on $M_{mid} = 15 M_{\oplus}$ (standard mass opacity of $0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ at 1000 GHz and mass ratio of 100:1 between gas and dust) and with a 1σ width of 0.71 dex. As described later, we fit for M_{mid} but retained this 1σ width in our adjustment of the debris disk data. The distribution for the mean disk radii R is taken as the power law $n(R) \propto R^\gamma$ between R and $R + dR$ and is bound by the parameters R_1 and R_2 . We fix γ to -0.5 based on the distributions found for the characteristic radii of the eleven protoplanetary disks measured by the SMA in Andrews et al. (2011) and on the distribution of the mean radii of the nine resolved debris disks around A-stars of the Herschel program DEBRIS (Booth et al. 2013).

The total mass $M_{tot}(t)$ of colliding planetesimals at the age of the star can be converted into the total cross-sectional area $A(t)$ dominated by the dust with a mass density ρ and the standard size distribution $n(D) \propto D^{-3.5}$ between D and $D + dD$ for spherical particles of diameter D from the largest value D_c to the lowest D_{min} taken as $0.1 \mu\text{m}$ (M-stars) or as the blow out if larger than this limit (most other stellar types). The total cross-sectional area $A(t)$ at the age of the star is :

$$A(t) = \frac{3 \times M_{tot}(t)}{2\rho \sqrt{D_{min}D_c}} \quad (5)$$

Finally, the fractional dust luminosity :

$$f_d(t) = \frac{L_{dust}}{L_*} \quad (6)$$

is calculated in taking into account that the dust grains are spatially distributed according to a radial profile taken as the power-law $\Sigma_p r^\alpha$ between r and $r + dr$ of the radial extent r from the inner radius r_{in} to the outer radius r_{out} of the disk. The term $\Sigma_p r^\alpha$ is the emitting cross-sectional area of the grains per unit area of the disk surface. In assuming that these grains absorb stellar light with 100% efficiency ($Q_{abs} = 1$), their total emission is proportional to $A(t) = \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r dr \Sigma_p r^\alpha$. Hence, if $\alpha \neq 0$, and using eq (3) of Lestrade et al. (2012) for Σ_p , the fractional dust luminosity is :

$$f_d(t) = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{2\pi r dr \Sigma_p r^\alpha}{4\pi r^2} = \frac{1}{2\pi} \frac{A(t) \times (\alpha + 2)}{\alpha} \times \left[\frac{r_{out}^\alpha - r_{in}^\alpha}{r_{out}^{\alpha+2} - r_{in}^{\alpha+2}} \right] \quad (7)$$

This expression of the fractional dust luminosity accounts for the radial extent of the disk while it is usually estimated at its mean radius. The corresponding change is about 50% for a disk width of $\Delta R = R/2$ and $\alpha = -1.5$ as adopted in this study. With these notations, the inner and outer radii in eq (7) above are $r_{in} = R - \Delta R/2$ and $r_{out} = R + \Delta R/2$, respectively. As mentioned above, we adopt a power law distribution for the mean disk radii R of the modelled disk population extending between the lower and upper boundaries R_1 and R_2 . These boundaries must not be confused with r_{in} and r_{out} in eq (7).

2.2. Fitting procedure

The searches for debris disks around A stars (Su et al. 2006) and FGK stars (Trilling et al. 2008) at 24 and 70 μm with

Spitzer are based on large samples of stars that are statistically not well defined because they are assembled from several programs based on various selection criteria and different integration times. Consequently, these surveys are neither volume-limited, nor flux-limited, and not representative of the stellar population in the solar neighbourhood. For instance, the sample in Su et al. (2006) made of stars with spectral types ranging from B6 to A7 is highly biased towards the A0 stars that constitute 27% of the selection while the A6 and A7 stars amount to less than 5%, unlike the actual stellar density in the solar neighbourhood. The FGK star sample in Trilling et al. (2008) is biased toward F5 type stars representing 16% of this sample while all K0 to K4 stars account for 10% only, unlike the stellar population in the solar neighbourhood.

In these conditions, it is debatable whether or not the detection frequency estimated from these biased samples are statistically representative of the whole population of cold outer debris disks as assumed in previous evolution studies. In this work, we turn to the possibility that the distribution of their total masses is bimodal. High mass cold disks are dense enough to be collisionally dominated and thus dusty enough to be detectable with *Spitzer* in the far infrared and radiotelescopes at longer wavelengths. Instead, low mass cold disks are P-R dominated and below detection level at these wavelengths, and are possibly feeding exozodiacal regions detectable at much shorter wavelengths (Wyatt 2005). There are several reasons for this possible bimodal distribution. A fraction of outer debris disks can be stripped of their planetesimals during close stellar flybys while in the open cluster of their birth for the first 100 Myr of their lifetime if the stellar density is high (Lestrade et al. 2011). Also, planet-planet gravitational scattering can trigger dynamical instabilities that can eject planets and remove drastically planetesimals from their disk any time during the lifetime of the system. This scattering model is supported by several features of the observed giant exoplanets, notably their broad eccentricity distribution (Chatterjee et al. 2008; Jurić & Tremaine 2008; Raymond et al. 2010) and their clustering near the Hill stability limit (Raymond et al. 2009). Finally, giant planets in crossing their mean motion resonances during migration can destabilize the outer disk and trigger a Late Heavy Bombardment as in the Nice model for the Solar System (Gomes et al. 2005; Morbidelli et al. 2005; Tsiganis et al. 2005).

Hence, in this work, for each survey, we have retained only the stars with detected debris disks and made the hypothesis that they are statistically representative of the population of the high mass cold disks. The non detections are stars with low mass disks that cannot be observed with our current capabilities in the far infrared and submillimeter. Our statistical results hold within this framework.

For such a subsample, stellar distances, ages and spectral types are known and only the parameters of the debris disk population are unknown. In our study, this disk population is synthesized with the steady state collision model described in the previous section. This model is evolved using the known or adopted stellar ages and is fit to the distribution of observed fractional dust luminosities of the detected disks. The advantage of using the fractional dust luminosity rather than the photospheric excesses is that this quantity is distance-independent and combines both the 24 and 70 μm photometric measurements of the survey.

In our study, the stellar ages and spectral types, *i.e.* masses and luminosities of the stars, are taken from Su et al. (2006) and Trilling et al. (2008). The initial total mass of planetesimals $M_{tot}(0)$ and the mean disk radii R for the detected disks of the subsample were randomly drawn from distributions. We adopted

a log-normal distribution for $M_{tot}(0)$ centered on the median mass M_{mid} and having a 1σ width $\sigma_{M_{tot}}$ of 0.71 dex, and adopted the power law distribution R^γ from $R1$ to $R2$, with $\gamma = -0.5$, for the mean disk radius R (see justifications in §2.1). In total, there are four independent parameters in our fit : M_{mid} , $R1$, $R2$, and the diameter D_c of the largest planetesimals. We have set fixed $e = I = 0.05$, $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ (ice) or $\rho = 2700 \text{ kg m}^{-3}$ (basalt), $\Delta R = R/2$ and $q = 11/6$ for all disks as in past studies by Wyatt et al. (2007b) and Kains et al. (2011). We have considered the effects of changing these parameters in §3.

The best fit values of the four parameters M_{mid} , D_c , $R1$ and $R2$ of the model were searched numerically over a large grid in using the Kolmogorov-Smirnov test (K-S test) to match the observed and modelled distributions of fractional dust luminosities. At each point of this 4D-parameter space, one hundred simulations were carried out so that $M_{tot}(0)$ and R take many randomly chosen values of their adopted distributions as in the Monte Carlo method. The best fit values were those with the highest K-S test probability averaged over the hundred simulations.

The K-S test measures the largest absolute difference between the two distributions under consideration and estimates the probability of finding this difference larger than the observed value in the case of the null hypothesis (data drawn from the same distribution). Thus, this probability is an estimate of the significance level of the observed difference as a disproof of the null hypothesis ; *i.e.* a small probability implies that the two distributions do not come from the same parent distribution. We have used the subroutines in Press et al. (1992) that are reliable when the number of data points is larger than 20 and so appropriate for the subsamples of debris disks in our study. Figure 1 is an illustration of our fitting procedure.

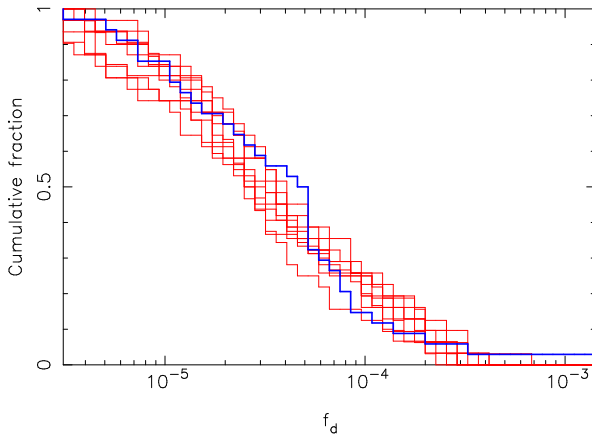


Fig. 1. Cumulative distributions of the fractional dust luminosities ; blue line corresponds to the observations and red lines are eight independent simulations computed with the same parameters M_{mid} , $R1$, $R2$, and D_c but different random numbers for the disk population around the A stars of the Su et al. (2006) survey. The statistical Kolmogorov-Smirnov test is used to match the observed and simulated distributions so they can be considered drawn from the same parent distribution. The maximum K-S probability is 75% in this example, averaged over one hundred simulations. For clarity, only eight simulations are shown on this figure but one hundred were actually computed at each point of the 4-D parameter space (M_{mid} , $R1$, $R2$, D_c) for our numerical search.

The values for $M_{tot}(0)$ and R were drawn from the log-normal and power law distributions, respectively, in using the reciprocal of a random variable (Devroye 1986) :

$$x = \int_0^y f(t)dt \quad (8)$$

where x is a random variable drawn uniformly between 0 and 1 and y is an implicit variable that has the density $f(t)$ which can be set analytically or as a binned distribution¹.

2.3. Tests of the fitting procedure

We have simulated fractional dust luminosities computed with the collisional equilibrium evolution model of Wyatt et al. (2007a) described above including the relationship between Q_D^* and D_c of Benz & Asphaug (1999). In addition, a uniformly distributed random noise of $\pm 20\%$ were added to each modelled fractional dust luminosity. A first set of data was simulated with the *a priori* values $M_{mid} = 4 M_\oplus$ and $D_c = 10 \text{ km}$, and a second with $M_{mid} = 40 M_\oplus$ and $D_c = 350 \text{ km}$ to verify that these two disk populations that are clearly distinct can be distinguished with our fitting procedure. We kept the other two fitted parameters set to the same *a priori* values, $R1 = 6.5 \text{ AU}$ and $R2 = 35 \text{ AU}$, for this verification. The distributions of the stellar masses and ages were those of the sample of Su et al. (2006). The disk population, in addition to the fitted parameters, was controlled with the fixed parameters : $e = I = 0.05$, $\Delta R = R/2$, $\gamma = -0.5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0.71 \text{ dex}$ and ice for the planetesimal material. The results of the fits are in Fig 2 where the contours of the K-S test maximal probability indicate that the best fit areas delineated with the 90% contours, although large, do not overlap for the two data sets. It is noticeable that the peaks of these regions are close to the *a priori* values of the parameters M_{mid} and D_c of the two simulated data sets. Hence, the two disk populations can be distinguished. The impact of modifying the fixed parameters were studied with the real data in § 3.

3. Determination of the parameters of the debris disk population

3.1. Parameter search for the A-star survey of Su et al. (2006)

A total of 160 A stars with ages between 5 and 850 Myr and distances between 2.6 and 384 pc was surveyed at 24 and 70 μm with *Spitzer* (Su et al. 2006). The star sample was assembled from different programs and so it is not statistically well defined as already mentioned. In this condition, we have fit the model to the distribution of the fractional dust luminosities of the sole 34 stars with detected disks at both 24 μm and 70 μm and older than 9 Myr. We adopted the fractional dust luminosities f_d of Table 3 (Group I) of Su et al. (2006) that are based on the observed [24]-[70] color temperature and on the assumption of black body emission for the dust. Since, fractional dust luminosity is $\sim 8\%$ overestimated between a blackbody and modified blackbody emission for A stars, this is irrelevant for our purpose. We did not retain the additional eight stars with only 70 μm excesses (Group II in Su et al. (2006)) yielding solely upper limits for f_d .

¹ the variable y becomes explicit when the density $f(t)$ is the power-law t^γ between a and b : $y = [(b^{\gamma+1} - a^{\gamma+1})x + a^{\gamma+1}]^{\frac{1}{\gamma+1}}$

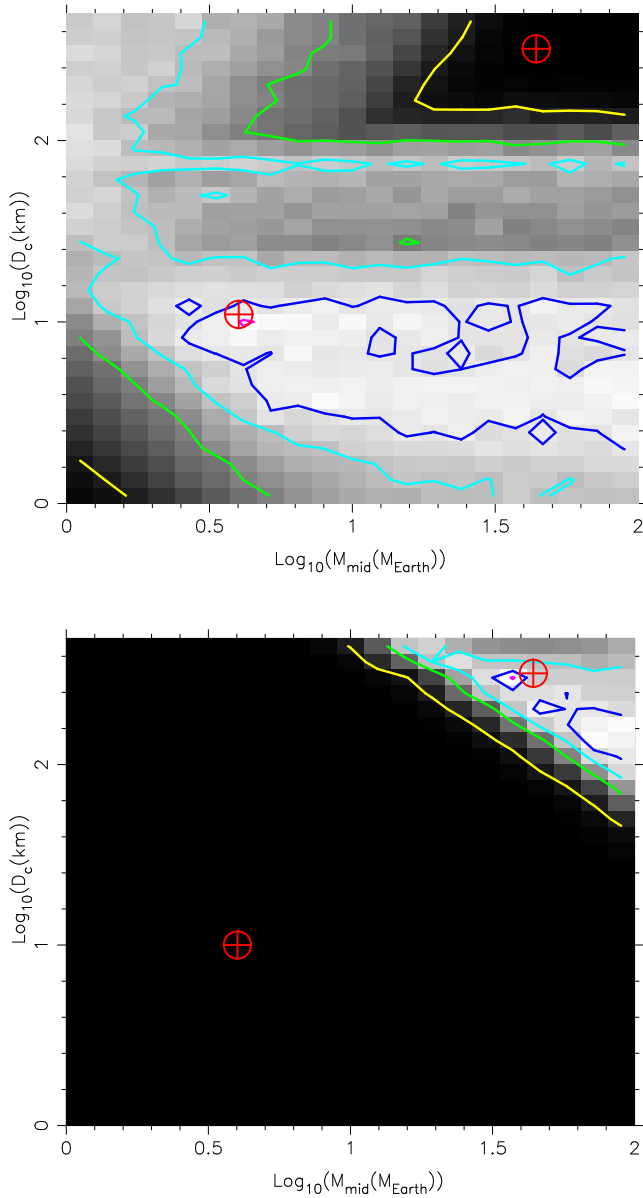


Fig. 2. Tests of the fitting procedure with simulated data. *Top* : parameter search for data simulated with $M_{mid} = 4 M_{\oplus}$, $D_c = 10$ km, $R1 = 6.5$ AU, $R2 = 35$ AU. *Bottom* : parameter search for data simulated with $M_{mid} = 40 M_{\oplus}$, $D_c = 350$ km, and $R1$ and $R2$ as just mentioned. Levels are 99% (red), 90% (dark blue), 75% (light blue), 50% (green) and 10% (yellow). The two best fit regions delineated by the 90% contour are clearly exclusive when comparing the two plots. Their peaks are close to the *a priori* values of M_{mid} and D_c . The two crossed circle symbols on each plot indicate the positions of the *a priori* values used for M_{mid} and D_c to simulate the two sets of data.

The ranges of the model parameters tested were : M_{mid} of 0.1 to 100 M_{\oplus} ; D_c of 1 to 500 km ; $R1$ of 1 to 50 AU ; $R2$ of $R1 + 10$ AU to 150 AU. The grid was set up with 20 increments for each parameter. The fixed parameters are the mean planetesimal eccentricity $e=0.05$, the disk width $\Delta R = R/2$, the exponent of the mean disk radius power law distribution $\gamma = -0.5$, the 1σ width of the log-normal distribution of $M_{tot}(0)$ taken to be 0.71 dex, and ice for the planetesimal material (Q_D^*). A numerical search has been carried out in these conditions and the plots of the significance levels based on the K-S test probability for each pair of parameters are displayed in Fig 3. These plots indi-

cate that probabilities are equally high over a broad region where the full ranges of the other two parameters are explored. These plots are the probability distribution for pairs of parameters after marginalizing the 4-dimensional probability hypercube against the other 2 dimensions. (They are not the 2-D projections of the 4-D parameter space for the maximum K-S test probability. Such projections provide “peaked” plots that are misleading because they falsely convey the impression that the solution is unique.)

The most probable ranges for the parameters can be determined in using the 90% significance level in Fig 3. For the median mass M_{mid} , the lower and upper limits are 2 M_{\oplus} and 20 M_{\oplus} ; for D_c , they are 2 km and 60 km ; for $R1$, they are 2 AU and 20 AU. For $R2$, the range is from 30 AU to beyond > 150 AU in Figs 3, 4. Hence, the upper boundary $R2$ of the distribution of mean disk radii is uncertain and can accommodate large disks as a few have been observed ; for instance the disk around HD 20712 which has also been modelled with a collisional cascade by Löhne et al. (2012). Based on the values given above for D_c , the corresponding limits for Q_D^* are between 62 J kg⁻¹ and 895 J kg⁻¹ for ice and are between 92 J kg⁻¹ and 2277 J kg⁻¹ for basalt in using the model of Benz & Asphaug (1999).

The parameters $R1$ and $R2$ are blackbody radii because the fractional dust luminosities used were estimated with this assumption for the grains. Hence, the true disk radii should be about twice these values in applying the factor $\Gamma = 2$ (ratio of the resolved radius to the blackbody radius) found for the resolved A star disks in the *Herschel* DEBRIS program (Booth et al. 2013).

The best fit values in the determination of Wyatt et al. (2007b), based on a fit to the disk detection frequencies binned in ages and excess strengths, are $M_{mid} = 10 M_{\oplus}$, $D_c = 60$ km, $Q_D^* = 300$ J/kg (independent parameter in their study), $R1 = 3$ AU and $R2 = 120$ AU. Additionally, they fit $\gamma = -0.8 \pm 0.6$ consistent with our adopted value of -0.5 , and they assumed $e = I = 0.05$ and 1σ width of 1.14 dex for the log-normal distribution of $M_{tot}(0)$. Their solution is within the 75% significance level region of our fit in Fig 3.

We have changed the fixed parameters of the model to test whether or not the best fit regions are significantly modified. We changed the dynamical excitation of the disks $e = I$ (0.05/2, 0.05 \times 2, 0.05 \times 4), tested narrower disks with $\Delta R = R/10$, shallower and steeper distributions for the mean disk radii R with γ (0.0, -1.0), modified the 1σ width of the log-normal distribution of $M_{tot}(0)$ ($\sigma_{M_{tot}} = 0.25, 0.50, 1.14$) and the material of planetesimals (ice, basalt). The main structure and extent of the significance levels in the probability plots of Fig 4 are very similar to those of our standard model ($e = 0.05$, $dR = R/2$, $\gamma = -0.5$, $\sigma_{M_{tot}} = 0.71$ dex, ice) in Fig 3. The most noticeable difference occurred when changing from wide ($\Delta R = R/2$) to narrow ($\Delta R = R/10$) disks. Then, as shown in Fig 4, the best fit region is shifted upward, so that the lower and upper limits become $\sim 1 M_{\oplus}$ and 60 M_{\oplus} for M_{mid} and 6 km and 100 km for D_c , respectively. This can be explained with Eq (2) where it is clear that the collisional timescale $t_c(0)$ controlling disk evolution is proportional to $\Delta R/R \times D_c$, so narrower disks can be outweighed in increasing D_c .

Finally, we note that our optimum solution yields a slightly better K-S test probability (80.7%) than when changing the fixed parameters to other values. For instance, changing $\sigma_{M_{tot}}$ to 0.25, 0.50 and 1.14 dex makes this probability becomes 77.7%, 78.1%, and 74.1%, respectively. The optimum value $\sigma_{M_{tot}} = 0.71$ dex is consistent with the mass distribution of the detection subsample of the protoplanetary disks in Andrews & Williams (2005).

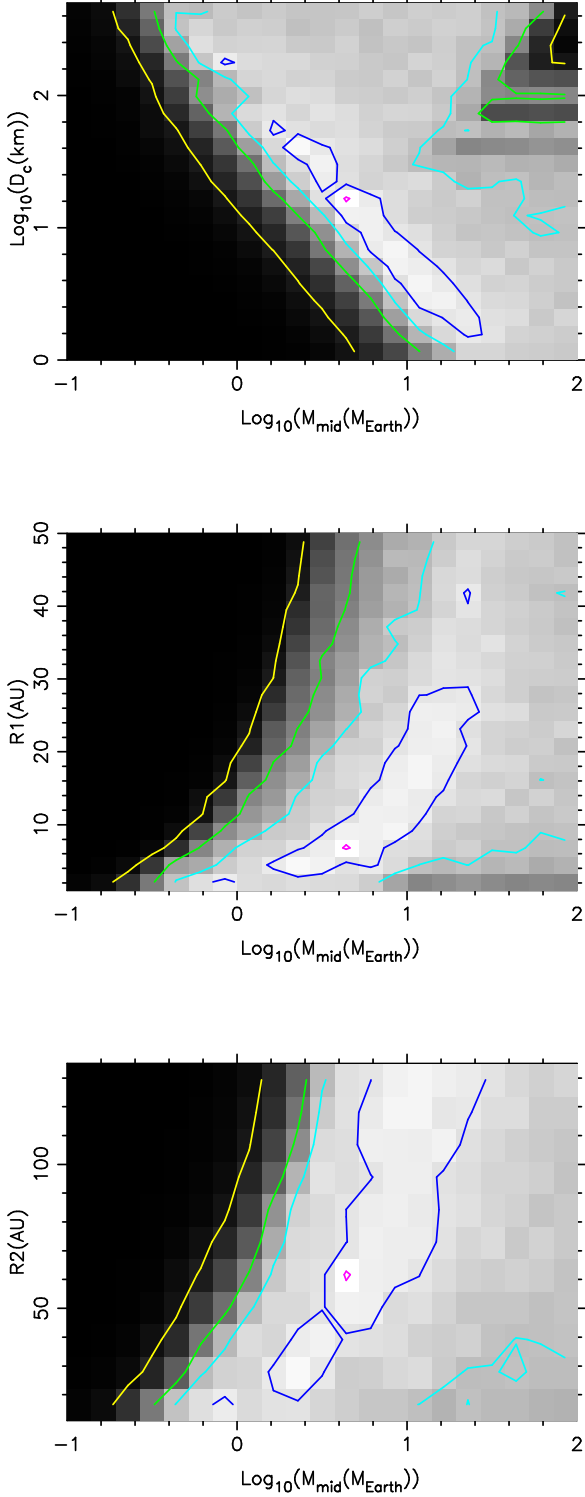


Fig. 3. Best fit regions for the disk population around the A-stars of the Su et al. (2006) survey. Plots of the significance levels of the Kolmogorov-Smirnov test for the adjusted parameters M_{mid} , D_c , $R1$ and $R2$ of the model. The adopted values are $e = I = 0.05$, $dR = R/2$, $\gamma = -0.5$, $\sigma_{M_{\text{tot}}} = 0.71$ dex and ice for the planetesimal material. Levels are 99% (red), 90% (dark blue), 75% (light blue), 50% (green) and 10% (yellow) of the peak K-S test probability (80.7%). The M_{mid} and D_c are on a log scale while $R1$ and $R2$ are on linear scale.

3.2. Parameter search for the solar type star survey of Trilling et al. (2008)

Nearly 200 solar type stars (FGK) with ages between 290 Myr and 11.75 Gyr and distances between 4.7 and 148 pc were sur-

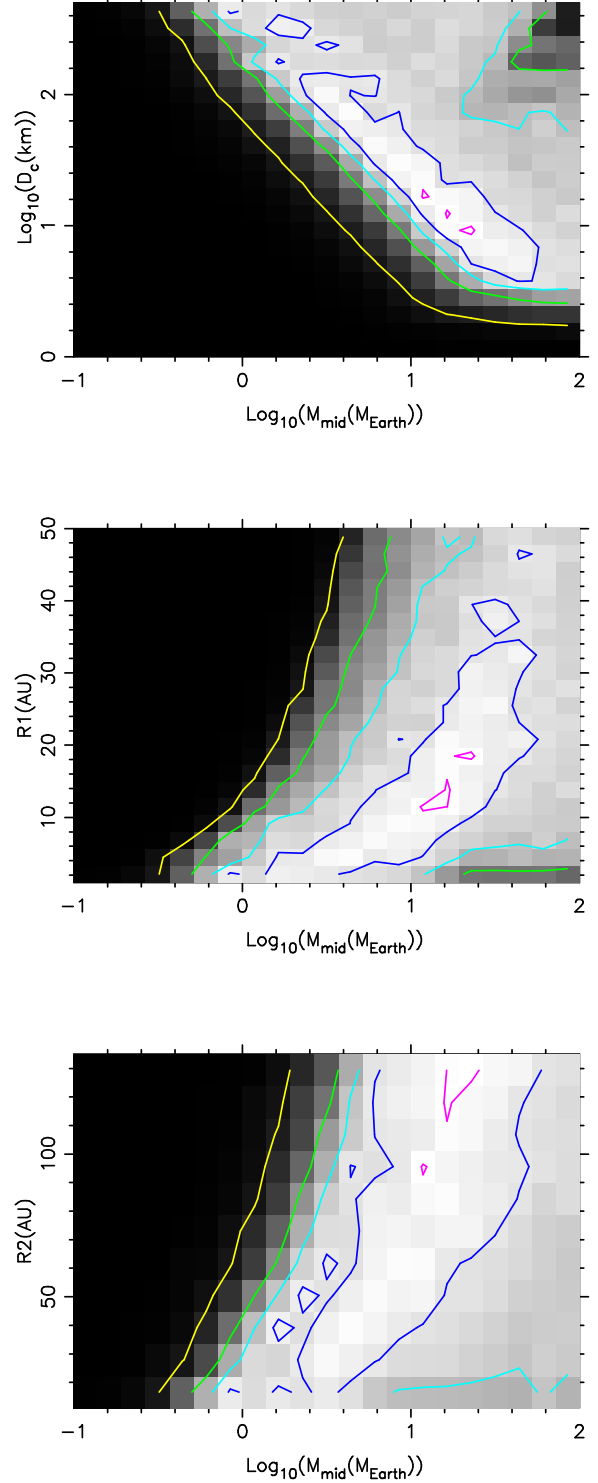


Fig. 4. Best fit regions for the sample of A-stars with a model assuming narrow disks ; width is $dR = R/10$ while it is $dR = R/2$ in Fig 3. The peak K-S test probability is 77.6% in this new fit. See legend of this figure for more details. Compare the 90% lower and upper limits for M_{mid} and D_c relative to Fig 3.

vayed at 24 and 70 μm with *Spitzer* (Trilling et al. 2008). The sample was assembled from different programs. For the same reason as for the A star sample, we fit the model to the distribution of the fractional dust luminosities of the sole 28 stars with detected disks. The fractional dust luminosities of this subsam-

ple are taken from Tables 5 and 6 of Trilling et al. (2008). They are estimated from the [24]-[70] color temperature when excesses were measured at both bands (six disks). However, most excesses were detected at only 70 μm and so these authors set the 24 μm “excess” to be equal to three times the uncertainty at 24 μm and find the blackbody emission that best fit this excess and the 70 μm excess. Such a temperature is the maximum temperature for the excess yielding the maximum fractional dust luminosities that are consistent with the data.

The ranges of the parameters tested and the values adopted for the fixed parameters are the same as for the A-stars in §3.1. In a similar way, Fig 5 shows also regions of maximum K-S test probabilities marginalized (not 2-D projections of the 4-D parameter space). Regions of highest K-S test probability shown by the 90% significance level in this figure are wider than for the A stars.

The FGK subsample is both less numerous and the fractional dust luminosities are mostly the maximum values from excesses detected at the single wavelength $\lambda = 70 \mu\text{m}$. This is a limitation for the analysis and is likely responsible for a somewhat degraded fit of this subsample compared to the A stars in the previous section. The 90% significance level in Fig 5 yields only a lower limit of $0.8 M_{\oplus}$ for M_{mid} and lower and upper limits of 2 km and 60 km for D_c in assuming ice for the material composition. The parameters $R1$ and $R2$ are not well determined.

The best fit values in the determination of Kains et al. (2011), based on a fit to the disk detection frequencies binned in ages and excess strengths of FGK stars, are $M_{\text{mid}} = 4 M_{\oplus}$, $D_c = 450 \text{ km}$, $Q_D^* = 3700 \text{ J/kg}$ (independent parameter in their study), $R1 = 1 \text{ AU}$ and $R2 = 160 \text{ AU}$. Additionally they fit $\gamma = -0.60 \pm 0.35$ and this is consistent with our adopted value of -0.5 , and they assumed $e = I = 0.05$ and a 1σ width of 0.8 dex for the log-normal distribution of $M_{\text{tot}}(0)$. This solution is within the 50% significance level region in our Fig 5.

In a similar way to A stars as discussed in the previous section, we have changed the fixed parameters of the model to test whether or not the best fit regions are significantly modified. No significant change is seen in the extent or shape of the highest K-S test probability regions in this case.

3.3. Comparison

The best fit regions for the six pairs of parameters of the disk population model have been displayed and quantified with isoprobability contours of the K-S test. These regions are overlapping between the A- and FGK-type stars, indicating that there are best fit values that are compatible with both *Spitzer* samples. The fit values found in previous studies for the A stars (Wyatt et al. 2007b) and for the FGK stars (Kains et al. 2011) differ significantly between themselves and may possibly be considered as inconsistent. However, as it is apparent in Figs 3 and 5, they are specific solutions amongst an ensemble. The best fit values of Wyatt et al. (2007b) are within the 75% significance level, and those of Kains et al. (2011) are within the 50% significance level.

4. Steady state collisional evolution of debris disks around M-dwarfs

Prior to *Herschel*, two searches for cold debris disks around M-dwarfs have been conducted in the far infrared and at longer wavelengths. With *Spitzer*, Gautier et al. (2007) observed 41 M-

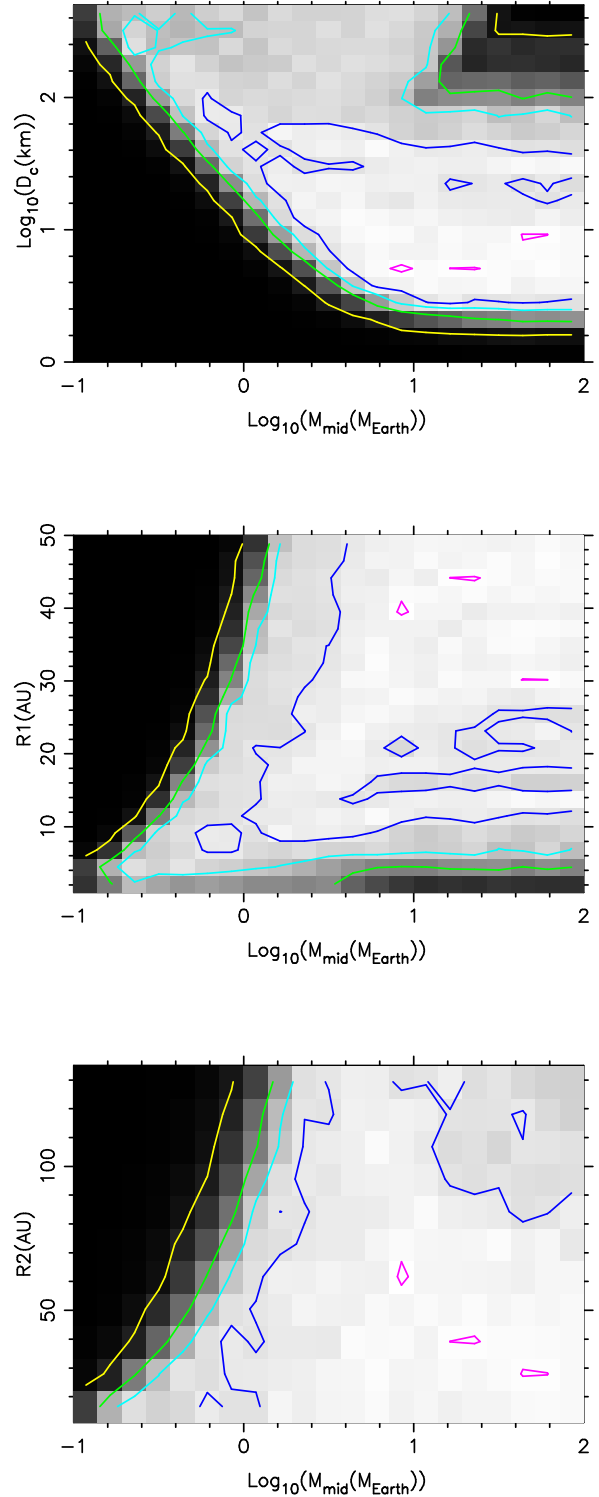


Fig. 5. Best fit for the FGK-stars of the Trilling et al. (2008) survey. Plots of the significance levels of the K-S test for the adjusted parameters M_{mid} , D_c , $R1$ and $R2$ of the model. The adopted values are $e = I = 0.05$, $dR = R/2$, $\gamma = -0.5$, $\sigma_{M_{\text{tot}}} = 0.71 \text{ dex}$ and ice for the planetesimal material. Levels are 99% (red), 90% (dark blue), 75% (light blue), 50% (green) and 10% (yellow) of the peak K-S test probability (87.1%). The M_{mid} and D_c are on a log scale while $R1$ and $R2$ are on linear scale.

dwarfs at 70 μm with a 1σ sensitivity level of $\sim 3 \text{ mJy}$. Their sample is made of the nearest stars at less than 5 pc, of spectral types comprised between M0 and M6.5, and likely older than

1 Gyr. With the IRAM30m and JCMT radiotelescopes, Lestrade et al. (2006, 2009) observed 50 M-dwarfs at $\lambda = 850 \mu\text{m}$ and 1.2 mm with a 1σ sensitivity of 1-3 mJy. Half of this sample is made of nearby stars at less than 7.7 pc and likely older than 1 Gyr. The others are members of moving groups of known ages less than 600 Myr but farther away at less than 24 pc.

We have investigated whether or not the lack of detected debris disks around these M-dwarfs is consistent with the steady state collisional evolution fit to the A and FGK data in the previous section. We remind that this fit is based on the assumption that the disk mass distribution is bimodal ; all detections are high mass collisionally dominated disks while non-detections are low mass P-R dominated disks ignored in our fit. Thus, in our analysis of the sample of M-stars now, and in addition to $D_{\min} = 0.1 \mu\text{m}$ for these low luminosity stars, we make the hypothesis that all of them are surrounded by collisionally dominated disks to test whether or not, even in these favorable conditions, they should be detected in these surveys.

We have computed the flux densities of a population of disks evolved with this model for the M-dwarfs of these surveys and compare to their 3σ sensitivity limits. The flux density of their optically thin dust emission integrated over the radial distribution of the grains is :

$$S_\nu = 2.5 \cdot 10^{11} \times \frac{f_T^{-4} \times A(t) \times (\alpha + 2)}{d^2 \times (r_{\text{out}}^{\alpha+2} - r_{\text{in}}^{\alpha+2})} \sum_{i=1}^N B_\nu(T(r_i)) \times r_i^{\alpha+1} \Delta r, \quad (9)$$

where S_ν is in mJy, the distance d to the star is in pc, the emitting surface $A(t)$ of the disk is in AU^2 . The radial distance r_i ranges from the inner radius r_{in} to the outer radius r_{out} and is in AU, as the increment Δr . The radial profile of the emitting cross-sectional area of the grains per unit area of the disk surface is a power law with the standard index α as already described for the fractional dust luminosity of Eq (7). The Planck function B_ν depends on the dust temperature $T(r_i)$ at radial distance r_i . Several studies have shown that this temperature is higher than the black body temperature $T_{\text{BB}}(r_i)$ when fitting simultaneously SED and images of resolved debris disks ; this is due to inefficient long wavelength emission of small grains that become hotter than blackbodies (e.g. Lebreton et al. 2012). A simplified model to account for these properties is $T(r_i) = f_T \times T_{\text{BB}}(r_i)$ where $T_{\text{BB}}(r_i) = 278 \times L_*^{0.25} r_i^{-0.5}$ (L_* in L_\odot and r_i in AU). The factor f_T is related to the grain emission efficiency $Q < 1$ in a simple first-order physical interpretation. This factor has been determined only in a few cases ; $f_T = 3.5^{+0.5}_{-1.0}$ for the M3 star GJ581 (Lestrade et al. 2012), $f_T = 1.9$ for the G star 61 Vir (Wyatt et al. 2012), and $f_T = 1.4$ for A stars (Bonsor & Wyatt 2010; Booth et al. 2013). This trend might be an indication that f_T depends on stellar spectral type (higher f_T for later type) although it is still a tentative conjecture owing to the limited observations. Note that the effect of $f_T > 1$ in Eq (9) is double edge ; it makes the Planck function peaks toward shorter wavelengths but at the same times the factor f_T^{-4} damps the flux density. The overall effect for M-dwarfs with $f_T = 3.5$ is a significant boost of flux densities relative to the black body case. We tested both $f_T = 1$ and $f_T = 3.5$ in this study.

From the best fit region of the A star disk population in Fig 3, we adopt the smallest best fit value for D_c , 2 km, the corresponding median mass, $M_{\text{mid}} = 15 M_\oplus$, and the lower limits, $R1 = 2 \text{ AU}$ and $R2 = 30 \text{ AU}$, for the power law of the mean disk radii R . These parameters make the collisional timescale $t_c(0)$ the shortest (Eq 2) ; a belt is eroded the fastest and its mass $M_{\text{tot}}(t_{\text{age}})$ is the lowest at the age of the star within the model.

Therefore the flux densities are the lowest (Eqs 5, 9) as hinted by the observations.

Hence, we use the set of parameters : $M_{\text{mid}} = 15 M_\oplus$, $D_c = 2 \text{ km}$, $R1 = 2 \text{ AU}$, and $R2 = 30 \text{ AU}$, to simulate total masses $M_{\text{tot}}(t_{\text{age}})$ of the disk population, and so emitting surfaces $A(t_{\text{age}})$ to compute the flux densities at $\lambda = 70 \mu\text{m}$ with Eq (9) for the stars of Gautier et al. (2007). Their distances are known and their ages, undetermined but likely greater than 1 Gyr, were chosen randomly between 1 and 10 Gyr. In using the 3σ detection limit of the survey (9 mJy), the disk detection frequencies found with these simulations, $8 \pm 5\%$ ($f_T = 1$) and $27 \pm 8\%$ ($f_T = 3.5$), are higher than what is observed in the survey. We remind that these significant detection frequencies have been calculated under the premises that all M-stars of the sample were surrounded with collisionally dominated disks and had no significant stellar wind.

With these favorable premises, it is worth exploring what parameter of the model would make the disk detection frequency vanish to conform to the observations, *i.e.* all simulated flux densities are at the 3σ level (9 mJy) or below. With Eqs (1), (2), (5), it is clear that shorter collisional timescales $t_c(0)$ make smaller emitting surfaces $A(t_{\text{age}})$ when disks are evolved and so smaller flux densities. There are two ways to decrease $t_c(0)$. The first one is make smaller the mean disk radii R and so smaller the limits $R1$ and $R2$ – a disk more compact and of the same mass erodes faster. The second one is to make D_c smaller – the largest planetesimals are taken less large. We did not consider M_{mid} for this purpose because the stellar ages adopted ($> 1 \text{ Gyr}$) for the sample are greater than the collisional timescales $t_c(0)$ in our simulations and the fractional dust luminosity is independent of the initial disk mass in this condition (Wyatt et al. 2007a).

First, we simulated a disk population with M_{mid} , $R1$ and $R2$ set as above ($15 M_\oplus$, 2 AU, and 30 AU) and found that D_c had to be decreased to 0.5 km ($f_T = 1$) or to 0.2 km ($f_T = 3.5$) to make the disk detection frequency just vanish as defined above. Second, we simulated a disk population with M_{mid} and D_c unchanged ($15 M_\oplus$ and 2 km), and found that $R1$ and $R2$ had to be decreased to 2 AU and 12 AU, respectively, to make the detection frequency vanish. Hence, the model parameters can be reasonably modified to simulate no debris disks detectable around M-dwarfs in the Gautier et al. (2007) survey. From this model, we conclude that disks around M-dwarfs, if they are all collisionally dominated, must be as compact as $\sim 10 \text{ AU}$ in radii, or be made of planetesimals $< 1 \text{ km}$ in size, *i.e.* smaller than around A or solar type stars to conform to the lack of detections in the observations.

The outer radius of the belt of planetesimals of AU Mic is 35 AU in the model of Augereau & Beust (2006) and the inner radius of the belt of GJ 581 is $25 \pm 12 \text{ AU}$ in the model of Lestrade et al. (2012). These estimations are barely consistent with disks as compact as 10 AU required to make detection frequency vanish as simulated. Therefore, this option is not favored. Rather, the lack of disk found in the survey of Gautier et al. (2007), if they are all collisionally dominated, indicates that planetesimals around M-dwarfs are smaller than 1 km, or, in other words, smaller than planetesimals around A or FGK stars according to our study.

We treated the submillimeter survey of Lestrade et al. (2006, 2009) the same way after complementing the emission model with the factor $(210 \mu\text{m}/\lambda)^\beta$ and $\beta = 1$ to account for the modified black body law with the longer observing wavelengths $\lambda = 1200 \mu\text{m}$ and $850 \mu\text{m}$ of the survey. The 3σ sensitivity threshold is 3-9 mJy for this survey. The optimum model parameters ($M_{\text{mid}} = 15 M_\oplus$, $D_c = 2 \text{ km}$, $R1 = 2 \text{ AU}$ and $R2 = 30 \text{ AU}$)

used above make the detection frequency vanishing for $f_T = 3.5$ but to be as high as $21 \pm 7\%$ for $f_T = 1.0$. This latter disk frequency might be surprising at first but it is because of the combination of the damping factor f_T^{-4} of Eq (9) and displacement of the Planck function. This relatively high detection frequency for $f_T = 1$ vanishes when D_c is changed to 0.2 km or if the boundaries of the mean disk radii $R1$ and $R2$ are changed to 2 and 11 AU, respectively. However, the most likely value of the temperature factor is $f_T = 3.5$ for the M-dwarfs in the submillimeter survey and our simulation yields no disk detection in this case as observed. Also, we stress that the aggregate of 31 nearest M-dwarfs and 19 relatively young M-dwarfs (20-200 Myr) makes the submillimeter survey not statistically as well determined as the far infrared survey for which stellar ages are most likely > 1 Gyr for a firm conclusion under the hypotheses of our analysis though. For instance, the youngest M-dwarfs might have significant stellar winds that blow out small particles so that their emitting surfaces are actually smaller than simulated and no adjustment of parameters D_c or $R1$ and $R2$ would be required for no detection of disk.

5. Discussion

We have fit the collisional steady state evolution model of Wyatt et al. (2007a) to the fractional dust luminosity distributions of the debris disks detected around A stars and FGK stars with *Spitzer*. Our approach is based on the fit of the population of high mass collisionally dominated disks currently detectable and it postulates that the non detections form a distinct population of low mass disks that we do not consider in this study. The statistical result must be apprehended in this framework.

The four independent parameters M_{mid} , D_c , $R1$ and $R2$, modelling the disk population, are adjusted (the catastrophic destruction threshold Q_D^* is modelled as a function of the planetesimal diameter D_c in our study). The model satisfactorily fits the observations with our procedure relying on the K-S test. The two resulting best fit regions in Figs 3 and 5 for the samples of disks around A stars and FGK stars are overlapping. These broad regions also include the previous best fit values found for the disks of the same samples of A-stars by Wyatt et al. (2007b) and of FGK stars by Kains et al. (2011) who have applied a different approach for the fit. The model includes a number of fixed values for the parameters $\sigma_{M_{tot}}$, $\Delta R/R$, $e = I$, γ and α but their impacts on the best fit regions are minor.

5.1. Comparison between the Kuiper belt and the debris disks around A and FGK stars

The best fit values for the largest planetesimals of diameter D_c range from 2 km to 60 km, consistently for disks around both A- and FGK-type stars in Figs 3 and 5, for our standard solution of broad disks (width $\Delta R = R/2$). This range extends from 6 km to 100 km for narrow disks ($\Delta R = R/10$) in Fig 4. It is remarkable that the size of the largest bodies of the collisional cascade in our modelled disk population is close to the break found at around 30 km in the Kuiper Belt Objects size distribution (Fraser & Kavelaars 2009; Schlichting et al. 2009; Fuentes et al. 2010). This break is usually attributed to erosion of planetesimals caused by collisional evolution of bodies with size < 30 km over the age of the solar system while larger objects are primordial, i.e. not yet colliding (Schlichting et al. 2013). In the surveys used in our study, the mean age is 250 Myr for the A stars (about 1/3 of the lifetime for this stellar type) and is 4.3 Gyr for the FGK stars, i.e. close the Sun age at about half of its

lifetime. Although the Kuiper belt is presently a P-R dominated debris disk, it is thought that its mass was originally much higher than $\sim 0.1 M_\oplus$ today after a catastrophic event occurred such as the Late Heavy Bombardment about 700 Myr after the birth of the Sun (Gomes et al. 2005; Morbidelli et al. 2005; Tsiganis et al. 2005). Hence, the break at 30 km seen today is a scar of the past high collisional activity of the Kuiper Belt. We have found a new similarity between cold debris disks and the Kuiper Belt which might be rooted in their common formation and evolution mechanisms. It has been shown that the large KBO size distribution can be well matched by planet formation models of runaway growth where only a small fraction of the total mass is converted into large protoplanets and most of the initial mass remains in planetesimals that are 1-10 km rather than > 100 km in radius (e.g. Kenyon & Luu 1999; Kenyon & Bromley 2004; Schlichting & Sari 2011; Kenyon & Bromley 2012). A caveat is that all disks have the same D_c in our model and this is one of the limitations of our study.

The best fit value for the median initial mass of debris disks around solar type stars is $> 0.8 M_\oplus$ in our study and, hence, is about ten times larger than for the present Kuiper Belt (Gladman et al. 2001). Consistently, Bryden et al. (2006) conclude that cold debris disks detected around FGK stars have a median fractional dust luminosity about 10 times larger than the current solar value. These authors fit a theoretical Gaussian distribution in logarithmic space to the observed distribution of fractional dust luminosity frequencies in varying its median and standard deviation.

5.2. On the planetesimals of debris disks around M-dwarfs within the framework of our study

The steady state collisional model fit to the data of disks around A and FGK stars has been applied to the M-star samples in assuming that all their potential disks are collisionally dominated to satisfy our premise and that small grains are not blown out by a stellar wind. We have shown that in these conditions the lack of detection of debris disks around M-dwarfs in the large sample observed in far-infrared with *Spitzer* is consistent with the steady state collisional model if the parameters found for the disk population around the A and FGK stars are modified. Specifically, we found that the diameter D_c of the largest colliding planetesimals must be at least 10 times smaller.

Formation of planetesimals from dust particles in protoplanetary disks is not well understood yet (Blum & Wurm 2008). From the coagulation formation theory, it is known that a growth-fragmentation cycle continually regenerates dust by fragmentation of grown-up bodies (Dominik & Dullemond 2008; Brauer et al. 2008; Birnstiel et al. 2012). Attempt to simulate the formation of planetesimals around low mass stars would be profitable in confronting with the conclusion of our study that the largest colliding planetesimals around M-dwarfs are at least 10 times smaller than those around solar type or intermediate stars.

6. Conclusion

We have reinterpreted the data of the *Spitzer* surveys conducted to search for cold debris disks around A and FGK-type stars in fitting the steady state collisional evolution model of Wyatt et al. (2007a). Unlike previous studies, our procedure is based on fitting the shape of the distribution of the fractional dust luminosities of the detected disks only. The non detections are considered as arising from a distinct population of low mass disks in

the framework of our study. The resulting ranges for the four parameters M_{mid} , D_c , R_1 and R_2 of the model are broad but they overlap between the two samples of stars (A and FGK). They include to some degree the best fit values of the previous studies by Wyatt et al. (2007b), which are within the 75% significance level for disks around A-stars, and by Kains et al. (2011), which are within the 50% significance level for disks around FGK-stars.

We have applied this collisional evolution model to potential debris disks around M-dwarfs that have been elusive in the main pre-*Herschel* surveys conducted in the far-infrared by Gautier et al. (2007) and in the submillimeter domain by Lestrade et al. (2006, 2009). For this application, we make the hypotheses that all M-stars have the same population of collisionally dominated disks as A and FGK stars and that small grains are not blown out by a stellar wind. With these favorable premises, we have shown that the evolution model can be made consistent with the observed lack of disks around M-dwarfs in the far infrared survey of Gautier et al. (2007) if the parameter D_c is taken to be at least ten times smaller than the diameter of the largest colliding planetesimals around A and FGK-type stars. We suggest that specific theoretical studies of the formation of planetesimals in the environment of a low mass star be conducted profitably to confront with this finding.

In a future study, we shall apply our novel technique based on the K-S test to fit the evolution model to the unbiased *Herschel* DEBRIS sample of about 100 stars for each spectral type from A to M.

Acknowledgements. Etienne Morey PhD work is funded by a grant from the Fondation CFM-JP Aguilar. This work is based in part on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

References

- Andrews, S. M. & Williams, J. P. 2005, *ApJ*, 631, 1134
 Andrews, S. M., Wilner, D. J., Espaillat, C., et al. 2011, *ApJ*, 732, 42
 Augereau, J.-C. & Beust, H. 2006, *A&A*, 455, 987
 Avenhaus, H., Schmid, H. M., & Meyer, M. R. 2012, *A&A*, 548, A105
 Benz, W. & Asphaug, E. 1999, *Icarus*, 142, 5
 Birnstiel, T., Klahr, H., & Ercolano, B. 2012, *A&A*, 539, A148
 Blum, J. & Wurm, G. 2008, *ARA&A*, 46, 21
 Bonfils, X., Delfosse, X., Udry, S., et al. 2013, *A&A*, 549, A109
 Bonsor, A. & Wyatt, M. 2010, *MNRAS*, 409, 1631
 Booth, M., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 1263
 Brauer, F., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2008, *A&A*, 480, 859
 Bryden, G., Beichman, C. A., Trilling, D. E., et al. 2006, *ApJ*, 636, 1098
 Carpenter, J. M., Bouwman, J., Mamajek, E. E., et al. 2009, *ApJS*, 181, 197
 Chatterjee, S., Ford, E. B., Matsumura, S., & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, 686, 580
 Devroye, L. 1986, *Non-Uniform Random Variate Generation*, Springer-Verlag, New York, 1986
 Dohnanyi, J. S. 1969, *J. Geophys. Res.*, 74, 2531
 Dominik, C. & Decin, G. 2003, *ApJ*, 598, 626
 Dominik, C. & Dullemond, C. P. 2008, *A&A*, 491, 663
 Dressing, C. D. & Charbonneau, D. 2013, *ApJ*, 767, 95
 Fraser, W. C. & Kavelaars, J. J. 2009, *AJ*, 137, 72
 Fuentes, C. I., Holman, M. J., Trilling, D. E., & Protopapas, P. 2010, *ApJ*, 722, 1290
 Gáspár, A., Psaltis, D., Özel, F., Rieke, G. H., & Cooney, A. 2012, *ApJ*, 749, 14
 Gautier, III, T. N., Rieke, G. H., Stansberry, J., et al. 2007, *ApJ*, 667, 527
 Gladman, B., Kavelaars, J. J., Petit, J.-M., et al. 2001, *AJ*, 122, 1051
 Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, *Nature*, 435, 466
 Greaves, J. S. & Wyatt, M. C. 2010, *MNRAS*, 404, 1944
 Hawley, S., Reid, I. N., & Gizis, J. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 212, From Giant Planets to Cool Stars, ed. C. A. Griffith & M. S. Marley, 252
 Howard, A. W., Marcy, G. W., Bryson, S. T., et al. 2012, *ApJS*, 201, 15
 Jurić, M. & Tremaine, S. 2008, *ApJ*, 686, 603
 Kains, N., Wyatt, M. C., & Greaves, J. S. 2011, *MNRAS*, 414, 2486
 Kalas, P., Liu, M. C., & Matthews, B. C. 2004, *Science*, 303, 1990
 Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2004, *AJ*, 128, 1916
 Kenyon, S. J. & Bromley, B. C. 2012, *AJ*, 143, 63
 Kenyon, S. J. & Luu, J. X. 1999, *AJ*, 118, 1101
 Kopparapu, R. K. 2013, *ApJ*, 767, L8
 Krivov, A. V. 2010, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10, 383
 Lagrange, A.-M., Backman, D. E., & Artymowicz, P. 2000, *Protostars and Planets IV*, 639
 Laor, A. & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
 Lebreton, J., Augereau, J.-C., Thi, W.-F., et al. 2012, *A&A*, 539, A17
 Lestrade, J.-F., Matthews, B. C., Sibthorpe, B., et al. 2012, *A&A*, 548, A86
 Lestrade, J.-F., Morey, E., Lasso, A., & Phou, N. 2011, *A&A*, 532, A120
 Lestrade, J.-F., Wyatt, M. C., Bertoldi, F., Dent, W. R. F., & Menten, K. M. 2006, *A&A*, 460, 733
 Lestrade, J.-F., Wyatt, M. C., Bertoldi, F., Menten, K. M., & Labaigt, G. 2009, *A&A*, 506, 1455
 Liu, M. C., Matthews, B. C., Williams, J. P., & Kalas, P. G. 2004, *ApJ*, 608, 526
 Löhne, T., Augereau, J.-C., Ertel, S., et al. 2012, *A&A*, 537, A110
 Löhne, T., Krivov, A. V., & Rodmann, J. 2008, *ApJ*, 673, 1123
 Matthews, B. C., Sibthorpe, B., Kennedy, G., et al. 2010, *A&A*, 518, L135
 Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005, *Nature*, 435, 462
 Plavchan, P., Jura, M., & Lipsky, S. J. 2005, *ApJ*, 631, 1161
 Plavchan, P., Werner, M. W., Chen, C. H., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1068
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*
 Raymond, S. N., Armitage, P. J., & Gorelick, N. 2010, *ApJ*, 711, 772
 Raymond, S. N., Barnes, R., Veras, D., et al. 2009, *ApJ*, 696, L98
 Rieke, G. H., Su, K. Y. L., Stansberry, J. A., et al. 2005, *ApJ*, 620, 1010
 Schlichting, H. E., Fuentes, C. I., & Trilling, D. E. 2013, *AJ*, 146, 36
 Schlichting, H. E., Ofek, E. O., Wenz, M., et al. 2009, *Nature*, 462, 895
 Schlichting, H. E. & Sari, R. 2011, *ApJ*, 728, 68
 Su, K. Y. L., Rieke, G. H., Stansberry, J. A., et al. 2006, *ApJ*, 653, 675
 Thébaud, P. & Augereau, J.-C. 2007, *A&A*, 472, 169
 Thébaud, P., Augereau, J. C., & Beust, H. 2003, *A&A*, 408, 775
 Trilling, D. E., Bryden, G., Beichman, C. A., et al. 2008, *ApJ*, 674, 1086
 Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Nature*, 435, 459
 Wargelin, B. J. & Drake, J. J. 2001, *ApJ*, 546, L57
 Wyatt, M. C. 2005, *A&A*, 433, 1007
 Wyatt, M. C. 2008, *ARA&A*, 46, 339
 Wyatt, M. C. & Dent, W. R. F. 2002, *MNRAS*, 334, 589
 Wyatt, M. C., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 1206
 Wyatt, M. C., Smith, R., Greaves, J. S., et al. 2007a, *ApJ*, 658, 569
 Wyatt, M. C., Smith, R., Su, K. Y. L., et al. 2007b, *ApJ*, 663, 365

Liste des tableaux

2.1	Dérive numérique des éléments orbitaux en fonction de l'intégrateur et du pas de temps	39
2.2	Dérive numérique des éléments orbitaux en fonction du demi-grand axe	39
3.1	Excentricités maximales atteintes par les planétésimaux, lors de rencontres proches à grandes distances	42
3.2	Proportions de planétésimaux expulsés d'un disque, en fonction de la configuration initiale du disque	47
3.3	Distribution des types spectraux pour les étoiles passantes	48
3.4	Proportion de planétésimaux restants dans un disque après 10^8 ans dans un amas ouvert	50
3.5	Formation de nuages de Oort	56
4.1	Moyennes et écarts-type des excentricités du disque, dans un système binaire à très longue période ($i_* = 0^\circ$)	60
4.2	Taux d'éjection et excitation dynamique des planétésimaux du disque, dans un système binaire ($i_* = 0^\circ$)	62
4.3	Taux d'éjection et moyennes des excentricités et inclinaisons du disque, dans un système binaire, en fonction de l'inclinaison i_*	67
5.1	Taux d'éjection, moyennes et écarts-types des excentricités et inclinaisons des planétésimaux, à $t = 10^8$ ans	75
5.2	Excentricité moyenne finale des planétésimaux du disque	85
5.3	Pourcentage des planétésimaux dont l'excentricité est supérieure à l'excentricité critique de production de poussière	90
6.1	Comparaison entre les f_d du disque calculées en prenant ou non en compte la distribution des éléments orbitaux des planétésimaux	101

Table des figures

1.1	Étapes principales de la formation stellaire	18
1.2	Représentation simplifiée de la formation du système solaire	19
1.3	Disque de débris d'Epsilon Eridani	21
1.4	Disque de débris de HD 207129	21
1.5	Disque de débris de Fomalhaut	22
1.6	Disque de débris de AU Microscopii	22
1.7	Diagramme masse-période des planètes extrasolaires	26
1.8	Histogramme des excentricités des planètes extrasolaires	26
2.1	Tests des intégrateurs numériques : dérive de l'énergie	38
3.1	Évolution d'un disque de débris lors d'une rencontre stellaire proche	44
3.2	Purge d'un disque lors d'un passage stellaire, configuration disque standard	45
3.3	Purge d'un disque lors d'un passage stellaire, configuration disque compact	46
3.4	Proportions de planétésimaux restants dans un disque (40-100 UA) après 10^8 ans dans un amas ouvert	49
3.5	Proportions de planétésimaux restants dans un disque (10-40 UA) après 10^8 ans dans un amas ouvert	51
3.6	Proportions de planétésimaux restants dans un disque (40-100 UA) après 10^8 ans dans un amas ouvert dense	51
3.7	Diagramme périastre-demi-grand axe illustrant la seconde étape de la formation du nuage de Oort	55
4.1	Vue de dessus d'un disque de débris perturbé par une étoile avec $a_* = 10\,000$ UA et $q_* = 500$ UA	61
4.2	Excitation dynamique des planétésimaux du disque, dans un système binaire ($i_* = 0^\circ$)	63
4.3	Position et diagramme $a-e$ des planétésimaux du disque, pour $q_* = 1000$ UA et $e_* = 0,2$, à $t = 7,5 \times 10^6$ ans	64
4.4	Position et diagramme $a-e$ des planétésimaux du disque, pour $q_* = 1000$ UA et $e_* = 0,2$, à $t = 12,5 \times 10^6$ ans	64
4.5	Position et diagramme $a-e$ des planétésimaux du disque, pour $q_* = 1000$ UA et $e_* = 0,2$, à $t = 25 \times 10^6$ ans	65
4.6	Position et diagramme $a-e$ des planétésimaux du disque, pour $q_* = 1000$ UA et $e_* = 0,2$, à $t = 100 \times 10^6$ ans	65
4.7	Précession et formation de spirale dans un disque	66
4.8	Purge des planétésimaux du disque, dans un système binaire, en fonction de i_*	68
4.9	Excitation dynamique des planétésimaux du disque, dans un système binaire, en fonction de i_*	68

4.10	Évolution d'un disque en halo, configuration 1	70
4.11	Évolution d'un disque en halo, configuration 2	71
5.1	Évolution d'un taux d'éjection en fonction du temps, jusqu'à 10^8 ans	74
5.2	Évolution d'un taux d'éjection en fonction du temps, jusqu'à 5×10^8 ans	74
5.3	Diagramme $a-e$ pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$ et $e_{pl} = 0,2$	77
5.4	Diagrammes $a-e$ pour $M_* = 1 M_\odot$ et $m_{pl} = 1 M_J$	77
5.5	Diagrammes $a-e$ pour $M_* = 1 M_\odot$ et $e_{pl} = 0,2$	78
5.6	Diagrammes $a-e$ pour $m_{pl} = 1 M_J$ et $e_{pl} = 0,2$	78
5.7	Histogrammes des excentricités des planétésimaux, en fonction de m_{pl}	79
5.8	Excitation dynamique des planétésimaux d'un disque perturbé par une planète interne	80
5.9	Carte des vecteurs excentricités pour $M_* = 1 M_\odot$, $m_{pl} = 1 M_J$ et $e_{pl} = 0,2$	81
5.10	Zone des rencontres proches dans un diagramme $a-e$	82
5.11	Purge d'un disque de débris perturbé par une planète interne	82
5.12	Vue de dessus du disque, pour $M_* = 0,25 M_\odot$, $m_{pl} = 0,2 M_J$ et $e_{pl} = 0,2$	83
5.13	Évolution de l'histogramme des excentricités du disque, pour $m_{pl} = M_{Sedna}$	86
5.14	Évolution de l'histogramme des excentricités du disque, pour $m_{pl} = M_{Lune}$	86
5.15	Évolution de l'histogramme des excentricités du disque, pour $m_{pl} = M_{Mars}$	87
5.16	Évolution de l'histogramme des excentricités du disque, pour $m_{pl} = M_{Terre}$	87
5.17	Évolution de l'histogramme des excentricités du disque, pour $m_{pl} = M_{Neptune}$	88
5.18	Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de Mars	89
5.19	Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de la Terre	90
5.20	Vue de dessus du disque, perturbé par une planète de la masse de Neptune	91
5.21	Histogrammes des excentricités des planétésimaux du disque	92
5.22	Diagramme $a-i$ des planétésimaux du disque	93
5.23	Positions des planétésimaux du disque, configuration 1	94
5.24	Positions des planétésimaux du disque, configuration 2	95
6.1	Exemples d'histogrammes des $M_{tot}(0)$ et des r de disques simulés numériquement	104
6.2	Distributions cumulées des luminosités fractionnaires	106
6.3	Test de la procédure d'ajustement avec des données simulées	107
6.4	Zones de meilleur ajustement pour les populations de disques autour des étoiles A du relevé de Su et al. (2006), avec $dr = r/2$	109
6.5	Zones de meilleur ajustement pour les populations de disques autour des étoiles A du relevé de Su et al. (2006), avec $dr = r/10$	111
6.6	Zones de meilleur ajustement pour les populations de disques autour des étoiles FGK du relevé de Trilling et al. (2008), avec $dr = r/2$	113

Bibliographie

- H. A. Abt. Stellar Rotation versus Duplicity in Open Cluster Early-Type Stars. *PASP*, 121 : 1307–1311, December 2009. doi : 10.1086/648996.
- F. C. Adams and G. Laughlin. Constraints on the Birth Aggregate of the Solar System. *Icarus*, 150 :151–162, March 2001. doi : 10.1006/icar.2000.6567.
- S. M. Andrews and J. P. Williams. Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga : The Submillimeter Perspective. *ApJ*, 631 :1134–1160, October 2005. doi : 10.1086/432712.
- S. M. Andrews and J. P. Williams. A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in ρ Ophiuchi. *ApJ*, 671 :1800–1812, December 2007. doi : 10.1086/522885.
- S. M. Andrews, D. J. Wilner, C. Espaillat, A. M. Hughes, C. P. Dullemond, M. K. McClure, C. Qi, and J. M. Brown. Resolved Images of Large Cavities in Protoplanetary Transition Disks. *ApJ*, 732 :42, May 2011. doi : 10.1088/0004-637X/732/1/42.
- G. Anglada-Escudé, A. P. Boss, A. J. Weinberger, I. B. Thompson, R. P. Butler, S. S. Vogt, and E. J. Rivera. Astrometry and Radial Velocities of the Planet Host M Dwarf GJ 317 : New Trigonometric Distance, Metallicity, and Upper Limit to the Mass of GJ 317b. *ApJ*, 746 :37, February 2012. doi : 10.1088/0004-637X/746/1/37.
- J.-C. Augereau and H. Beust. On the AU Microscopii debris disk. Density profiles, grain properties, and dust dynamics. *A&A*, 455 :987–999, September 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054250.
- H. H. Aumann, C. A. Beichman, F. C. Gillett, T. de Jong, J. R. Houck, F. J. Low, G. Neugebauer, R. G. Walker, and P. R. Wesselius. Discovery of a shell around Alpha Lyrae. *ApJ*, 278 :L23–L27, March 1984. doi : 10.1086/184214.
- C. A. Beichman, G. Bryden, K. R. Stapelfeldt, T. N. Gautier, K. Grogan, M. Shao, T. Velusamy, S. M. Lawler, M. Blaylock, G. H. Rieke, J. I. Lunine, D. A. Fischer, G. W. Marcy, J. S. Greaves, M. C. Wyatt, W. S. Holland, and W. R. F. Dent. New Debris Disks around Nearby Main-Sequence Stars : Impact on the Direct Detection of Planets. *ApJ*, 652 : 1674–1693, December 2006. doi : 10.1086/508449.
- W. Benz and E. Asphaug. Catastrophic Disruptions Revisited. *Icarus*, 142 :5–20, November 1999. doi : 10.1006/icar.1999.6204.
- G. M. Bernstein, D. E. Trilling, R. L. Allen, M. E. Brown, M. Holman, and R. Malhotra. The Size Distribution of Trans-Neptunian Bodies. *AJ*, 128 :1364–1390, September 2004. doi : 10.1086/422919.

- H. Beust and A. Dutrey. Dynamics of the young multiple system <ASTROBJ>GG Tauri</ASTROBJ>. II. Relation between the stellar system and the circumbinary disk. *A&A*, 446 :137–154, January 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053163.
- J. Binney and S. Tremaine. *Galactic dynamics*. Princeton University Press, 1987.
- T. Birnstiel, H. Klahr, and B. Ercolano. A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks. *A&A*, 539 :A148, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118136.
- J. Blum and G. Wurm. The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks. *ARA&A*, 46 :21–56, September 2008. doi : 10.1146/annurev.astro.46.060407.145152.
- X. Bonfils, X. Delfosse, S. Udry, T. Forveille, M. Mayor, C. Perrier, F. Bouchy, M. Gillon, C. Lovis, F. Pepe, D. Queloz, N. C. Santos, D. Ségransan, and J.-L. Bertaux. The HARPS search for southern extra-solar planets. XXXI. The M-dwarf sample. *A&A*, 549 :A109, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201014704.
- A. Bonsor and M. Wyatt. Post-main-sequence evolution of A star debris discs. *MNRAS*, 409 :1631–1646, December 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.17412.x.
- A. Bonsor and M. C. Wyatt. The scattering of small bodies in planetary systems : constraints on the possible orbits of cometary material. *MNRAS*, 420 :2990–3002, March 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.20156.x.
- M. Booth, G. Kennedy, B. Sibthorpe, B. C. Matthews, M. C. Wyatt, G. Duchêne, J. J. Kavelaars, D. Rodriguez, J. S. Greaves, A. Koning, L. Vican, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, A. Moro-Martín, and P. Kalas. Resolved debris discs around A stars in the Herschel DEBRIS survey. *MNRAS*, 428 :1263–1280, January 2013. doi : 10.1093/mnras/sts117.
- F. Brauer, C. P. Dullemond, and T. Henning. Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. *A&A*, 480 :859–877, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077759.
- M. E. Brown, C. Trujillo, and D. Rabinowitz. Discovery of a Candidate Inner Oort Cloud Planetoid. *ApJ*, 617 :645–649, December 2004. doi : 10.1086/422095.
- G. Bryden, C. A. Beichman, D. E. Trilling, G. H. Rieke, E. K. Holmes, S. M. Lawler, K. R. Stapelfeldt, M. W. Werner, T. N. Gautier, M. Blaylock, K. D. Gordon, J. A. Stansberry, and K. Y. L. Su. Frequency of Debris Disks around Solar-Type Stars : First Results from a Spitzer MIPS Survey. *ApJ*, 636 :1098–1113, January 2006. doi : 10.1086/498093.
- J. A. Burns, P. L. Lamy, and S. Soter. Radiation forces on small particles in the solar system. *Icarus*, 40 :1–48, October 1979. doi : 10.1016/0019-1035(79)90050-2.
- J. M. Carpenter. 2MASS Observations of the Perseus, Orion A, Orion B, and Monoceros R2 Molecular Clouds. *AJ*, 120 :3139–3161, December 2000. doi : 10.1086/316845.
- E. Chiang, Y. Lithwick, R. Murray-Clay, M. Buie, W. Grundy, and M. Holman. A Brief History of Transneptunian Space. *Protostars and Planets V*, pages 895–911, 2007.
- E. Chiang, E. Kite, P. Kalas, J. R. Graham, and M. Clampin. Fomalhaut’s Debris Disk and Planet : Constraining the Mass of Fomalhaut b from disk Morphology. *ApJ*, 693 :734–749, March 2009. doi : 10.1088/0004-637X/693/1/734.

- M. Clampin, J. E. Krist, D. R. Ardila, D. A. Golimowski, G. F. Hartig, H. C. Ford, G. D. Illingworth, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, P. D. Feldman, M. Franx, C. Gronwall, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, M. Postman, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, and W. Zheng. Hubble Space Telescope ACS Coronagraphic Imaging of the Circumstellar Disk around HD 141569A. *AJ*, 126 :385–392, July 2003. doi : 10.1086/375460.
- B. F. Collins and R. Sari. A Unified Theory for the Effects of Stellar Perturbations and Galactic Tides on Oort Cloud Comets. *AJ*, 140 :1306–1312, November 2010. doi : 10.1088/0004-6256/140/5/1306.
- J. M. Converse and S. W. Stahler. The dynamical evolution of the Pleiades. *MNRAS*, 405 : 666–680, June 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16505.x.
- W. R. F. Dent, H. J. Walker, W. S. Holland, and J. S. Greaves. Models of the dust structures around Vega-excess stars. *MNRAS*, 314 :702–712, June 2000. doi : 10.1046/j.1365-8711.2000.03331.x.
- L. Devroye. Non-Uniform Random Variate Generation. *Non-Uniform Random Variate Generation, Springer-Verlag, New York, 1986*, 1986.
- J. S. Dohnanyi. Collisional Model of Asteroids and Their Debris. *J. Geophys. Res.*, 74 :2531, May 1969. doi : 10.1029/JB074i010p02531.
- C. Dominik and G. Decin. Age Dependence of the Vega Phenomenon : Theory. *ApJ*, 598 : 626–635, November 2003. doi : 10.1086/379169.
- C. Dominik and C. P. Dullemond. Coagulation of small grains in disks : the influence of residual infall and initial small-grain content. *A&A*, 491 :663–670, December 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077493.
- L. Dones, P. R. Weissman, H. F. Levison, and M. J. Duncan. Oort Cloud Formation and Dynamics. In D. Johnstone, F. C. Adams, D. N. C. Lin, D. A. Neufeld, and E. C. Ostriker, editors, *Star Formation in the Interstellar Medium : In Honor of David Hollenbach*, volume 323 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 371, December 2004.
- J. R. Donnison. The size distribution of trans-Neptunian bodies. *Planet. Space Sci.*, 54 : 243–250, March 2006. doi : 10.1016/j.pss.2005.12.008.
- M. Duncan, T. Quinn, and S. Tremaine. The formation and extent of the solar system comet cloud. *AJ*, 94 :1330–1338, November 1987. doi : 10.1086/114571.
- A. Duquennoy and M. Mayor. Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample. *A&A*, 248 :485–524, August 1991.
- D. D. Durda and S. F. Dermott. The Collisional Evolution of the Asteroid Belt and Its Contribution to the Zodiacal Cloud. *Icarus*, 130 :140–164, November 1997. doi : 10.1006/icar.1997.5803.
- C. Eiroa, J. P. Marshall, A. Mora, B. Montesinos, O. Absil, J. C. Augereau, A. Bayo, G. Bryden, W. Danchi, C. del Burgo, S. Ertel, M. Fridlund, A. M. Heras, A. V. Krivov, R. Launhardt,

- R. Liseau, T. Löhne, J. Maldonado, G. L. Pilbratt, A. Roberge, J. Rodmann, J. Sanz-Forcada, E. Solano, K. Stapelfeldt, P. Thébault, S. Wolf, D. Ardila, M. Arévalo, C. Beichmann, V. Faramaz, B. M. González-García, R. Gutiérrez, J. Lebreton, R. Martínez-Arnáiz, G. Meeus, D. Montes, G. Olofsson, K. Y. L. Su, G. J. White, D. Barrado, M. Fukagawa, E. Grün, I. Kamp, R. Lorente, A. Morbidelli, S. Müller, H. Mutschke, T. Nakagawa, I. Ribas, and H. Walker. DUst around NEarby Stars. The survey observational results. *A&A*, 555 : A11, July 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321050.
- P. Farinella, D. R. Davis, and S. A. Stern. Formation and Collisional Evolution of the Edgeworth-Kuiper Belt. *Protostars and Planets IV*, page 1255, May 2000.
- E. B. Ford and F. A. Rasio. Origins of Eccentric Extrasolar Planets : Testing the Planet-Planet Scattering Model. *ApJ*, 686 :621–636, October 2008. doi : 10.1086/590926.
- W. C. Fraser and J. J. Kavelaars. The Size Distribution of Kuiper Belt Objects for D gsim 10 km. *AJ*, 137 :72–82, January 2009. doi : 10.1088/0004-6256/137/1/72.
- C. I. Fuentes, M. J. Holman, D. E. Trilling, and P. Protopapas. Trans-Neptunian Objects with Hubble Space Telescope ACS/WFC. *ApJ*, 722 :1290–1302, October 2010. doi : 10.1088/0004-637X/722/2/1290.
- J. García-Sánchez, P. R. Weissman, R. A. Preston, D. L. Jones, J.-F. Lestrade, D. W. Latham, R. P. Stefanik, and J. M. Paredes. Stellar encounters with the solar system. *A&A*, 379 : 634–659, November 2001. doi : 10.1051/0004-6361:20011330.
- T. N. Gautier, III, G. H. Rieke, J. Stansberry, G. C. Bryden, K. R. Stapelfeldt, M. W. Werner, C. A. Beichman, C. Chen, K. Su, D. Trilling, B. M. Patten, and T. L. Roellig. Far-Infrared Properties of M Dwarfs. *ApJ*, 667 :527–536, September 2007. doi : 10.1086/520667.
- B. Gladman, J. J. Kavelaars, J.-M. Petit, A. Morbidelli, M. J. Holman, and T. Loredó. The Structure of the Kuiper Belt : Size Distribution and Radial Extent. *AJ*, 122 :1051–1066, August 2001. doi : 10.1086/322080.
- R. Gomes, H. F. Levison, K. Tsiganis, and A. Morbidelli. Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets. *Nature*, 435 :466–469, May 2005. doi : 10.1038/nature03676.
- C. A. Grady, E. F. Polomski, T. Henning, B. Stecklum, B. E. Woodgate, C. M. Telesco, R. K. Piña, T. R. Gull, A. Boggess, C. W. Bowers, F. C. Bruhweiler, M. Clampin, A. C. Danks, R. F. Green, S. R. Heap, J. B. Hutchings, E. B. Jenkins, C. Joseph, M. E. Kaiser, R. A. Kimble, S. Kraemer, D. Lindler, J. L. Linsky, S. P. Maran, H. W. Moos, P. Plait, F. Roesler, J. G. Timothy, and D. Weistrop. The Disk and Environment of the Herbig Be Star HD 100546. *AJ*, 122 :3396–3406, December 2001. doi : 10.1086/324447.
- J. S. Greaves and M. C. Wyatt. Some anomalies in the occurrence of debris discs around main-sequence A and G stars. *MNRAS*, 345 :1212–1222, November 2003. doi : 10.1046/j.1365-2966.2003.07037.x.
- J. S. Greaves, W. S. Holland, M. C. Wyatt, W. R. F. Dent, E. I. Robson, I. M. Coulson, T. Jenness, G. H. Moriarty-Schieven, G. R. Davis, H. M. Butner, W. K. Gear, C. Dominik, and H. J. Walker. Structure in the ϵ Eridani Debris Disk. *ApJ*, 619 :L187–L190, February 2005. doi : 10.1086/428348.

- R. Greenberg, W. K. Hartmann, C. R. Chapman, and J. F. Wacker. Planetesimals to planets - Numerical simulation of collisional evolution. *Icarus*, 35 :1–26, July 1978. doi : 10.1016/0019-1035(78)90057-X.
- B. A. S. Gustafson. Physics of Zodiacal Dust. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22 :553–595, 1994. doi : 10.1146/annurev.earth.22.050194.003005.
- S. R. Heap, D. J. Lindler, T. M. Lanz, R. H. Cornett, I. Hubeny, S. P. Maran, and B. Woodgate. Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Observations of β Pictoris. *ApJ*, 539 : 435–444, August 2000. doi : 10.1086/309188.
- L. A. Hillenbrand and L. W. Hartmann. A Preliminary Study of the Orion Nebula Cluster Structure and Dynamics. *ApJ*, 492 :540, January 1998. doi : 10.1086/305076.
- J. G. Hills. Comet showers and the steady-state infall of comets from the Oort cloud. *AJ*, 86 : 1730–1740, November 1981. doi : 10.1086/113058.
- M. J. Holman and P. A. Wiegert. Long-Term Stability of Planets in Binary Systems. *AJ*, 117 : 621–628, January 1999. doi : 10.1086/300695.
- S. Ida and J. Makino. N-body simulation of gravitational interaction between planetesimals and a protoplanet. I - Velocity distribution of planetesimals. *Icarus*, 96 :107–120, March 1992. doi : 10.1016/0019-1035(92)90008-U.
- M. A. Jalali and S. Tremaine. Density waves in debris discs and galactic nuclei. *MNRAS*, 421 : 2368–2383, April 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.20469.x.
- D. Jewitt. Icy Bodies in the New Solar System. In J. A. Fernandez, D. Lazzaro, D. Prialnik, and R. Schulz, editors, *IAU Symposium*, volume 263 of *IAU Symposium*, pages 3–16, 2010. doi : 10.1017/S1743921310001420.
- D. Jewitt and J. Luu. Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1. *Nature*, 362 : 730–732, April 1993. doi : 10.1038/362730a0.
- D. Jewitt, J. Luu, and J. Chen. The Mauna Kea-Cerro-Tololo (MKCT) Kuiper Belt and Centaur Survey. *AJ*, 112 :1225, September 1996. doi : 10.1086/118093.
- J. A. Johnson, R. P. Butler, G. W. Marcy, D. A. Fischer, S. S. Vogt, J. T. Wright, and K. M. G. Peek. A New Planet around an M Dwarf : Revealing a Correlation between Exoplanets and Stellar Mass. *ApJ*, 670 :833–840, November 2007. doi : 10.1086/521720.
- M. Jurić and S. Tremaine. Dynamical Origin of Extrasolar Planet Eccentricity Distribution. *ApJ*, 686 :603–620, October 2008. doi : 10.1086/590047.
- N. A. Kaib, S. N. Raymond, and M. Duncan. Planetary system disruption by Galactic perturbations to wide binary stars. *Nature*, 493 :381–384, January 2013. doi : 10.1038/nature11780.
- N. Kains, M. C. Wyatt, and J. S. Greaves. Steady-state evolution of debris discs around solar-type stars. *MNRAS*, 414 :2486–2497, July 2011. doi : 10.1111/j.1365-2966.2011.18566.x.
- P. Kalas, J. Larwood, B. A. Smith, and A. Schultz. Rings in the Planetesimal Disk of β Pictoris. *ApJ*, 530 :L133–L137, February 2000. doi : 10.1086/312494.
- P. Kalas, J. R. Graham, and M. Clampin. A planetary system as the origin of structure in Fomalhaut’s dust belt. *Nature*, 435 :1067–1070, June 2005. doi : 10.1038/nature03601.

- P. Kalas, J. R. Graham, E. Chiang, M. P. Fitzgerald, M. Clampin, E. S. Kite, K. Stapelfeldt, C. Marois, and J. Krist. Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. *Science*, 322 :1345–, November 2008. doi : 10.1126/science.1166609.
- G. M. Kennedy, M. C. Wyatt, B. Sibthorpe, N. M. Phillips, B. C. Matthews, and J. S. Greaves. Coplanar circumbinary debris discs. *MNRAS*, 426 :2115–2128, November 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21865.x.
- S. J. Kenyon. Planet Formation in the Outer Solar System. *PASP*, 114 :265–283, March 2002. doi : 10.1086/339188.
- S. J. Kenyon and B. C. Bromley. Collisional Cascades in Planetesimal Disks. II. Embedded Planets. *AJ*, 127 :513–530, January 2004a. doi : 10.1086/379854.
- S. J. Kenyon and B. C. Bromley. Stellar encounters as the origin of distant Solar System objects in highly eccentric orbits. *Nature*, 432 :598–602, December 2004b. doi : 10.1038/nature03136.
- S. J. Kenyon and B. C. Bromley. Variations on Debris Disks : Icy Planet Formation at 30–150 AU for 1–3 M_{solar} Main-Sequence Stars. *ApJS*, 179 :451–483, December 2008. doi : 10.1086/591794.
- S. J. Kenyon and B. C. Bromley. Coagulation Calculations of Icy Planet Formation at 15–150 AU : A Correlation between the Maximum Radius and the Slope of the Size Distribution for Trans-Neptunian Objects. *AJ*, 143 :63, March 2012. doi : 10.1088/0004-6256/143/3/63.
- H. Kobayashi and S. Ida. The Effects of a Stellar Encounter on a Planetesimal Disk. *Icarus*, 153 :416–429, October 2001. doi : 10.1006/icar.2001.6700.
- Y. Kozai. Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity. *AJ*, 67 : 591, November 1962. doi : 10.1086/108790.
- J. E. Krist, D. R. Ardila, D. A. Golimowski, M. Clampin, H. C. Ford, G. D. Illingworth, G. F. Hartig, F. Bartko, N. Benítez, J. P. Blakeslee, R. J. Bouwens, L. D. Bradley, T. J. Broadhurst, R. A. Brown, C. J. Burrows, E. S. Cheng, N. J. G. Cross, R. Demarco, P. D. Feldman, M. Franx, T. Goto, C. Gronwall, B. Holden, N. Homeier, L. Infante, R. A. Kimble, M. P. Lesser, A. R. Martel, S. Mei, F. Menanteau, G. R. Meurer, G. K. Miley, V. Motta, M. Postman, P. Rosati, M. Sirianni, W. B. Sparks, H. D. Tran, Z. I. Tsvetanov, R. L. White, and W. Zheng. Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys Coronagraphic Imaging of the AU Microscopii Debris Disk. *AJ*, 129 :1008–1017, February 2005. doi : 10.1086/426755.
- A. V. Krivov. Debris disks : seeing dust, thinking of planetesimals and planets. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 10 :383–414, May 2010. doi : 10.1088/1674-4527/10/5/001.
- A. V. Krivov, M. Queck, T. Löhne, and M. Sremčević. On the nature of clumps in debris disks. *A&A*, 462 :199–210, January 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20065584.
- A. V. Krivov, F. Herrmann, A. Brandeker, and P. Thébault. Can gas in young debris disks be constrained by their radial brightness profiles? *A&A*, 507 :1503–1516, December 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200912917.
- M. J. Kuchner and M. J. Holman. The Geometry of Resonant Signatures in Debris Disks with Planets. *ApJ*, 588 :1110–1120, May 2003. doi : 10.1086/374213.

- C. J. Lada and E. A. Lada. Embedded Clusters in Molecular Clouds. *ARA&A*, 41 :57–115, 2003. doi : 10.1146/annurev.astro.41.011802.094844.
- A.-M. Lagrange, D. E. Backman, and P. Artymowicz. Planetary Material around Main-Sequence Stars. *Protostars and Planets IV*, page 639, May 2000.
- A.-M. Lagrange, M. Bonnefoy, G. Chauvin, D. Apai, D. Ehrenreich, A. Boccaletti, D. Grata-dour, D. Rouan, D. Mouillet, S. Lacour, and M. Kasper. A Giant Planet Imaged in the Disk of the Young Star β Pictoris. *Science*, 329 :57–, July 2010. doi : 10.1126/science.1187187.
- A.-M. Lagrange, A. Boccaletti, J. Milli, G. Chauvin, M. Bonnefoy, D. Mouillet, J. C. Augereau, J. H. Girard, S. Lacour, and D. Apai. The position of β Pictoris b position relative to the debris disk. *A&A*, 542 :A40, June 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118274.
- G. Laibe, J.-F. Gonzalez, and S. T. Maddison. Revisiting the "radial-drift barrier" of planet formation and its relevance in observed protoplanetary discs. *A&A*, 537 :A61, January 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201015349.
- J. D. Larwood. The tidal disruption of protoplanetary accretion discs. *MNRAS*, 290 :490–504, September 1997.
- J. D. Larwood and P. G. Kalas. Close stellar encounters with planetesimal discs : the dynamics of asymmetry in the β Pictoris system. *MNRAS*, 323 :402–416, May 2001. doi : 10.1046/j.1365-8711.2001.04212.x.
- J. Lebreton. *Observation et Modélisation des systèmes planétaires autour des étoiles proches*. PhD thesis, Université de Grenoble, March 2013.
- J. Lebreton, J.-C. Augereau, W.-F. Thi, A. Roberge, J. Donaldson, G. Schneider, S. T. Mad-dison, F. Ménard, P. Riviere-Marichalar, G. S. Mathews, I. Kamp, C. Pinte, W. R. F. Dent, D. Barrado, G. Duchêne, J.-F. Gonzalez, C. A. Grady, G. Meeus, E. Pantin, J. P. Williams, and P. Woitke. An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327. *A&A*, 539 :A17, March 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117714.
- J.-F. Lestrade, M. C. Wyatt, F. Bertoldi, W. R. F. Dent, and K. M. Menten. Search for cold debris disks around M-dwarfs. *A&A*, 460 :733–741, December 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065873.
- J.-F. Lestrade, M. C. Wyatt, F. Bertoldi, K. M. Menten, and G. Labaigt. Search for cold debris disks around M-dwarfs. II. *A&A*, 506 :1455–1467, November 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200912306.
- J.-F. Lestrade, E. Morey, A. Lassus, and N. Phou. Stripping a debris disk by close stellar encounters in an open stellar cluster. *A&A*, 532 :A120, August 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201014730.
- J.-F. Lestrade, B. C. Matthews, B. Sibthorpe, G. M. Kennedy, M. C. Wyatt, G. Bryden, J. S. Greaves, E. Thilliez, A. Moro-Martín, M. Booth, W. R. F. Dent, G. Duchêne, P. M. Harvey, J. Horner, P. Kalas, J. J. Kavelaars, N. M. Phillips, D. R. Rodriguez, K. Y. L. Su, and D. J. Wilner. A DEBRIS disk around the planet hosting M-star GJ 581 spatially resolved with Herschel. *A&A*, 548 :A86, December 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201220325.

- H. F. Levison, A. Morbidelli, and L. Dones. Sculpting the Kuiper Belt by a Stellar Encounter : Constraints from the Oort Cloud and Scattered Disk. *AJ*, 128 :2553–2563, November 2004. doi : 10.1086/424616.
- R. Liseau, C. Risacher, A. Brandeker, C. Eiroa, M. Fridlund, R. Nilsson, G. Olofsson, G. L. Pilbratt, and P. Thébault. η^1 Eridani : a solar-type star with a planet and a dust belt. *A&A*, 480 :L47–L50, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20079276.
- J. J. Lissauer and G. R. Stewart. Growth of planets from planetesimals. In E. H. Levy and J. I. Lunine, editors, *Protostars and Planets III*, pages 1061–1088, 1993.
- M. C. Liu, B. C. Matthews, J. P. Williams, and P. G. Kalas. A Submillimeter Search of Nearby Young Stars for Cold Dust : Discovery of Debris Disks around Two Low-Mass Stars. *ApJ*, 608 :526–532, June 2004. doi : 10.1086/392531.
- T. Löhne, A. V. Krivov, and J. Rodmann. Long-Term Collisional Evolution of Debris Disks. *ApJ*, 673 :1123–1137, February 2008. doi : 10.1086/524840.
- T. Löhne, J.-C. Augereau, S. Ertel, J. P. Marshall, C. Eiroa, A. Mora, O. Absil, K. Stapelfeldt, P. Thébault, A. Bayo, C. Del Burgo, W. Danchi, A. V. Krivov, J. Lebreton, G. Letawe, P. Magain, J. Maldonado, B. Montesinos, G. L. Pilbratt, G. J. White, and S. Wolf. Modelling the huge, Herschel-resolved debris ring around HD 207129. *A&A*, 537 :A110, January 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117731.
- S. Madsen, D. Dravins, and L. Lindegren. Astrometric radial velocities. III. Hipparcos measurements of nearby star clusters and associations. *A&A*, 381 :446–463, January 2002. doi : 10.1051/0004-6361:20011458.
- D. Malmberg, F. de Angeli, M. B. Davies, R. P. Church, D. Mackey, and M. I. Wilkinson. Close encounters in young stellar clusters : implications for planetary systems in the solar neighbourhood. *MNRAS*, 378 :1207–1216, July 2007. doi : 10.1111/j.1365-2966.2007.11885.x.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0.
- M. Mayor, M. Marmier, C. Lovis, S. Udry, D. Ségransan, F. Pepe, W. Benz, J. . Bertaux, F. Bouchy, X. Dumusque, G. Lo Curto, C. Mordasini, D. Queloz, and N. C. Santos. The HARPS search for southern extra-solar planets XXXIV. Occurrence, mass distribution and orbital properties of super-Earths and Neptune-mass planets. *ArXiv e-prints*, September 2011.
- R. Meire. An Efficient Method for Solving Barker’s Equation. *Journal of the British Astronomical Association*, 95 :113, April 1985.
- M. D. Melita, J. Larwood, S. Collander-Brown, A. Fitzsimmons, I. P. Williams, and A. Brunini. The edge of the edgeworth-Kuiper Belt : stellar encounter, trans-Plutonian planet or outer limit of the primordial solar nebula ? In B. Warmbein, editor, *Asteroids, Comets, and Meteors : ACM 2002*, volume 500 of *ESA Special Publication*, pages 305–308, November 2002.
- A. Moór, P. Ábrahám, A. Derekas, C. Kiss, L. L. Kiss, D. Apai, C. Grady, and T. Henning. Nearby Debris Disk Systems with High Fractional Luminosity Reconsidered. *ApJ*, 644 : 525–542, June 2006. doi : 10.1086/503381.

- A. Morbidelli, H. F. Levison, and R. Gomes. *The Dynamical Structure of the Kuiper Belt and Its Primordial Origin*, pages 275–292. 2008.
- D. Mouillet, J. D. Larwood, J. C. B. Papaloizou, and A. M. Lagrange. A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc. *MNRAS*, 292 :896, December 1997.
- S. Müller, T. Löhne, and A. V. Krivov. The Debris Disk of Vega : A Steady-state Collisional Cascade, Naturally. *ApJ*, 708 :1728–1747, January 2010. doi : 10.1088/0004-637X/708/2/1728.
- C. D. Murray and S. F. Dermott. *Solar System Dynamics*. Cambridge University Press, 1999.
- A. J. Mustill and M. C. Wyatt. Debris disc stirring by secular perturbations from giant planets. *MNRAS*, 399 :1403–1414, November 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15360.x.
- J. Najita and J. P. Williams. An 850 μm Survey for Dust around Solar-Mass Stars. *ApJ*, 635 : 625–635, December 2005. doi : 10.1086/497159.
- Y. Nakagawa, M. Sekiya, and C. Hayashi. Settling and growth of dust particles in a laminar phase of a low-mass solar nebula. *Icarus*, 67 :375–390, September 1986. doi : 10.1016/0019-1035(86)90121-1.
- A. Natta, V. Grinin, and V. Mannings. Properties and Evolution of Disks around Pre-Main-Sequence Stars of Intermediate Mass. *Protostars and Planets IV*, page 559, May 2000.
- J. H. Oort. The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 11 :91–110, January 1950.
- L. M. Ozernoy, N. N. Gorkavyi, J. C. Mather, and T. A. Taidakova. Signatures of Exosolar Planets in Dust Debris Disks. *ApJ*, 537 :L147–L151, July 2000. doi : 10.1086/312779.
- A. Pál, C. Kiss, T. G. Müller, P. Santos-Sanz, E. Vilenius, N. Szalai, M. Mommert, E. Lellouch, M. Rengel, P. Hartogh, S. Protopapa, J. Stansberry, J.-L. Ortiz, R. Duffard, A. Thirouin, F. Henry, and A. Delsanti. "TNOs are Cool" : A survey of the trans-Neptunian region. VII. Size and surface characteristics of (90377) Sedna and 2010 EK₁₃₉. *A&A*, 541 :L6, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218874.
- A. Porras, M. Christopher, L. Allen, J. Di Francesco, S. T. Megeath, and P. C. Myers. A Catalog of Young Stellar Groups and Clusters within 1 Kiloparsec of the Sun. *AJ*, 126 : 1916–1924, October 2003. doi : 10.1086/377623.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed., 1992.
- E.-M. Proszkow and F. C. Adams. Dynamical Evolution of Young Embedded Clusters : A Parameter Space Survey. *ApJS*, 185 :486–510, December 2009. doi : 10.1088/0067-0049/185/2/486.
- A. C. Quillen and S. Thorndike. Structure in the ϵ Eridani Dusty Disk Caused by Mean Motion Resonances with a 0.3 Eccentricity Planet at Periastron. *ApJ*, 578 :L149–L152, October 2002. doi : 10.1086/344708.

- S. N. Raymond, P. J. Armitage, and N. Gorelick. Planet-Planet Scattering in Planetesimal Disks. II. Predictions for Outer Extrasolar Planetary Systems. *ApJ*, 711 :772–795, March 2010. doi : 10.1088/0004-637X/711/2/772.
- S. N. Raymond, P. J. Armitage, A. Moro-Martín, M. Booth, M. C. Wyatt, J. C. Armstrong, A. M. Mandell, F. Selsis, and A. A. West. Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. *A&A*, 530 :A62, June 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116456.
- S. N. Raymond, P. J. Armitage, A. Moro-Martín, M. Booth, M. C. Wyatt, J. C. Armstrong, A. M. Mandell, F. Selsis, and A. A. West. Debris disks as signposts of terrestrial planet formation. II. Dependence of exoplanet architectures on giant planet and disk properties. *A&A*, 541 :A11, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117049.
- R. Reche, H. Beust, J.-C. Augereau, and O. Absil. On the observability of resonant structures in planetesimal disks due to planetary migration. *A&A*, 480 :551–561, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077934.
- R. Reche, H. Beust, and J.-C. Augereau. Investigating the flyby scenario for the HD 141569 system. *A&A*, 493 :661–669, January 2009. doi : 10.1051/0004-6361:200810419.
- G. H. Rieke, K. Y. L. Su, J. A. Stansberry, D. Trilling, G. Bryden, J. Muzerolle, B. White, N. Gorlova, E. T. Young, C. A. Beichman, K. R. Stapelfeldt, and D. C. Hines. Decay of Planetary Debris Disks. *ApJ*, 620 :1010–1026, February 2005. doi : 10.1086/426937.
- D. R. Rodriguez and B. Zuckerman. Binaries among Debris Disk Stars. *ApJ*, 745 :147, February 2012. doi : 10.1088/0004-637X/745/2/147.
- H. E. Schlichting and R. Sari. Runaway Growth During Planet Formation : Explaining the Size Distribution of Large Kuiper Belt Objects. *ApJ*, 728 :68, February 2011. doi : 10.1088/0004-637X/728/1/68.
- H. E. Schlichting, E. O. Ofek, M. Wenz, R. Sari, A. Gal-Yam, M. Livio, E. Nelán, and S. Zucker. A single sub-kilometre Kuiper belt object from a stellar occultation in archival data. *Nature*, 462 :895–897, December 2009. doi : 10.1038/nature08608.
- R. Spurzem, M. Giersz, D. C. Heggie, and D. N. C. Lin. Dynamics of Planetary Systems in Star Clusters. *ApJ*, 697 :458–482, May 2009. doi : 10.1088/0004-637X/697/1/458.
- S. A. Stern. Collisional Time Scales in the Kuiper Disk and Their Implications. *AJ*, 110 :856, August 1995. doi : 10.1086/117568.
- S. A. Stern. Signatures of collisions in the Kuiper Disk. *A&A*, 310 :999–1010, June 1996.
- S. T. Stewart and Z. M. Leinhardt. Velocity-Dependent Catastrophic Disruption Criteria for Planetesimals. *ApJ*, 691 :L133–L137, February 2009. doi : 10.1088/0004-637X/691/2/L133.
- K. Y. L. Su, G. H. Rieke, J. A. Stansberry, G. Bryden, K. R. Stapelfeldt, D. E. Trilling, J. Muzerolle, C. A. Beichman, A. Moro-Martín, D. C. Hines, and M. W. Werner. Debris Disk Evolution around A Stars. *ApJ*, 653 :675–689, December 2006. doi : 10.1086/508649.
- E. F. Tedesco and F.-X. Desert. The Infrared Space Observatory Deep Asteroid Search. *AJ*, 123 :2070–2082, April 2002. doi : 10.1086/339482.

- C. M. Telesco, R. S. Fisher, R. K. Piña, R. F. Knacke, S. F. Dermott, M. C. Wyatt, K. Grogan, E. K. Holmes, A. M. Ghez, L. Prato, L. W. Hartmann, and R. Jayawardhana. Deep 10 and 18 Micron Imaging of the HR 4796A Circumstellar Disk : Transient Dust Particles and Tentative Evidence for a Brightness Asymmetry. *ApJ*, 530 :329–341, February 2000. doi : 10.1086/308332.
- P. Thébault. A new code to study structures in collisionally active, perturbed debris discs : application to binaries. *A&A*, 537 :A65, January 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117899.
- P. Thébault and J.-C. Augereau. Upper limit on the gas density in the β Pictoris system. *A&A*, 437 :141–148, July 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20042594.
- P. Thébault and J.-C. Augereau. Collisional processes and size distribution in spatially extended debris discs. *A&A*, 472 :169–185, September 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20077709.
- A. Toomre and J. Toomre. Galactic Bridges and Tails. *ApJ*, 178 :623–666, December 1972. doi : 10.1086/151823.
- W. A. Traub. Terrestrial, Habitable-zone Exoplanet Frequency from Kepler. *ApJ*, 745 :20, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/745/1/20.
- D. E. Trilling, J. A. Stansberry, K. R. Stapelfeldt, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, R. O. Gray, C. J. Corbally, G. Bryden, C. H. Chen, A. Boden, and C. A. Beichman. Debris disks in main-sequence binary systems. *ApJ*, 658 :1289, April 2007. doi : 10.1086/511668.
- D. E. Trilling, G. Bryden, C. A. Beichman, G. H. Rieke, K. Y. L. Su, J. A. Stansberry, M. Blaylock, K. R. Stapelfeldt, J. W. Beeman, and E. E. Haller. Debris Disks around Sun-like Stars. *ApJ*, 674 :1086–1105, February 2008. doi : 10.1086/525514.
- C. A. Trujillo, D. C. Jewitt, and J. X. Luu. Properties of the Trans-Neptunian Belt : Statistics from the Canada-France-Hawaii Telescope Survey. *AJ*, 122 :457–473, July 2001. doi : 10.1086/321117.
- C. Vitense, A. V. Krivov, H. Kobayashi, and T. Löhne. An improved model of the Edgeworth-Kuiper debris disk. *A&A*, 540 :A30, April 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118551.
- S. J. Weidenschilling. Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *MNRAS*, 180 :57–70, July 1977.
- G. W. Wetherill and G. R. Stewart. Formation of planetary embryos - Effects of fragmentation, low relative velocity, and independent variation of eccentricity and inclination. *Icarus*, 106 :190, November 1993. doi : 10.1006/icar.1993.1166.
- D. J. Wilner, M. J. Holman, M. J. Kuchner, and P. T. P. Ho. Structure in the Dusty Debris around Vega. *ApJ*, 569 :L115–L119, April 2002. doi : 10.1086/340691.
- M. C. Wyatt. Resonant Trapping of Planetesimals by Planet Migration : Debris Disk Clumps and Vega’s Similarity to the Solar System. *ApJ*, 598 :1321–1340, December 2003. doi : 10.1086/379064.
- M. C. Wyatt. Spiral structure when setting up pericentre glow : possible giant planets at hundreds of AU in the HD 141569 disk. *A&A*, 440 :937–948, September 2005. doi : 10.1051/0004-6361:20053391.

- M. C. Wyatt. Dust in Resonant Extrasolar Kuiper Belts : Grain Size and Wavelength Dependence of Disk Structure. *ApJ*, 639 :1153–1165, March 2006. doi : 10.1086/499487.
- M. C. Wyatt. Evolution of Debris Disks. *ARA&A*, 46 :339–383, September 2008. doi : 10.1146/annurev.astro.45.051806.110525.
- M. C. Wyatt and W. R. F. Dent. Collisional processes in extrasolar planetesimal discs - dust clumps in Fomalhaut’s debris disc. *MNRAS*, 334 :589–607, August 2002. doi : 10.1046/j.1365-8711.2002.05533.x.
- M. C. Wyatt, S. F. Dermott, C. M. Telesco, R. S. Fisher, K. Grogan, E. K. Holmes, and R. K. Piña. How Observations of Circumstellar Disk Asymmetries Can Reveal Hidden Planets : Pericenter Glow and Its Application to the HR 4796 Disk. *ApJ*, 527 :918–944, December 1999. doi : 10.1086/308093.
- M. C. Wyatt, W. R. F. Dent, and J. S. Greaves. SCUBA observations of dust around Lindroos stars : evidence for a substantial submillimetre disc population. *MNRAS*, 342 :876–888, July 2003. doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06595.x.
- M. C. Wyatt, R. Smith, J. S. Greaves, C. A. Beichman, G. Bryden, and C. M. Lisse. Transience of Hot Dust around Sun-like Stars. *ApJ*, 658 :569–583, March 2007a. doi : 10.1086/510999.
- M. C. Wyatt, R. Smith, K. Y. L. Su, G. H. Rieke, J. S. Greaves, C. A. Beichman, and G. Bryden. Steady State Evolution of Debris Disks around A Stars. *ApJ*, 663 :365–382, July 2007b. doi : 10.1086/518404.
- M. C. Wyatt, M. Booth, M. J. Payne, and L. J. Churcher. Collisional evolution of eccentric planetesimal swarms. *MNRAS*, 402 :657–672, February 2010. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.15930.x.
- M. C. Wyatt, G. Kennedy, B. Sibthorpe, A. Moro-Martín, J.-F. Lestrade, R. J. Ivison, B. Matthews, S. Udry, J. S. Greaves, P. Kalas, S. Lawler, K. Y. L. Su, G. H. Rieke, M. Booth, G. Bryden, J. Horner, J. J. Kavelaars, and D. Wilner. Herschel imaging of 61 Vir : implications for the prevalence of debris in low-mass planetary systems. *MNRAS*, 424 :1206–1223, August 2012. doi : 10.1111/j.1365-2966.2012.21298.x.
- S. Yabushita. A statistical study of the evolution of the orbits of long-period comets. *MNRAS*, 187 :445–462, May 1979.
- B. Zuckerman. Dusty Circumstellar Disks. *ARA&A*, 39 :549–580, 2001. doi : 10.1146/annurev.astro.39.1.549.